

高等学校教材

磁芯设计及应用

过璧君

电子科技大学出版社

高等学校教材
磁 芯 设 计 及 应 用
过 壁 君

电子科技大学出版社出版
(中国成都建设北路二段四号)
成都市银河印刷厂印刷
四川省新华书店发行

*

开本 787×1092 1/16 印张13.5 字数 300千字
1989年10月第一版 1989年10月第一次印刷
印数: 1—2000册
中国标准书号: ISBN7—81016—148—2/TN·38
定价: 2.80元

出 版 说 明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从1978年至1985年，已编审、出版了两轮教材，正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻“努力提高教材质量，逐步实现教材多样化，增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神，我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会，在总结前两轮教材工作的基础上，结合教育形势的发展和教学改革的需要，制订了1986~1990年的“七五”（第三轮）教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编审委员会直接组织进行。

这批教材的书稿，是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐，由编审委员会（小组）评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处，希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评建议，共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

前 言

本教材系按原电子工业部的工科电子类专业教材1986—1990年编审出版规划,由“电子材料与固体器件”教材编审委员会“电子材料与器件”编审小组征稿,推荐出版,责任编辑何华辉。

本教材由电子科技大学过璧君教授主编,华中理工大学何华辉教授主审。

本课程是“磁性物理与器件”专业的专业课,参考学时数为60学时。重点是软磁磁芯的设计及应用。主要内容是:第一章磁性材料的基本特性,介绍与工程应用有关的磁性材料 $B \sim H$ 线性特性、非线性特性以及储能特性。其中对线性特性的机理、影响因素及表示方法作了重点讨论;第二章磁芯及绕组,讨论磁芯磁路的特性及设计,绕组的结构及计算;从第三章到第六章,系统地分析了主要软磁器件用磁芯,如电感器磁芯,低功率线性变压器磁芯,功率变压器磁芯以及射频宽带器件磁芯的设计原理、设计方法,并附有设计举例。通过对上述内容的学习与掌握,就能够根据不同的应用场合和要求,选用适当的磁芯材料;并能根据电磁场及电路的基本原理,设计磁芯及绕组,调整器件特性。使用本教材时应注意,第一章和第二章是软磁材料及应用的理论基础,占了较多的篇幅,只有掌握了这些内容,才能灵活地设计及应用各类软磁器件。第六章射频宽带器件,是发展较晚的软磁器件,但是,它的应用领域正在日趋扩大,值得重视。本章所述宽带器件磁芯材料的有关参数对器件性能的影响,还不够成熟,有些机理有待进一步探讨和明确。

在本教材的编写过程中,张有纲教授提出了许多宝贵意见,罗迪民副教授帮助审阅了第六章的内容,在这里表示诚挚的感谢。由于编者水平有限,书中难免存在一些缺点和错误,殷切希望广大读者批评指正。

编 者

目 录

第一章 磁性材料的基本特性

§1.1 磁性材料的基本特性及磁化曲线	(1)
§1.2 磁性材料的线性特性	(5)
§1.3 磁性材料的非线性特性	(12)
§1.4 磁性材料的储能特性	(15)
§1.5 退磁场及其对磁化状态的影响	(18)
§1.6 磁性材料的损耗	(22)
§1.7 用“逐段线性化”模型分析磁芯的工作状态	(27)
§1.8 根据材料的磁性参数确定器件的电气参数	(31)

第二章 磁芯与绕组

§2.1 磁芯的等效参数	(42)
§2.2 短气隙磁芯的特性	(51)
§2.3 棒状磁芯的特性	(55)
§2.4 磁芯的形状及特性	(60)
§2.5 绕组的特性	(66)
§2.6 绕组的直流电阻	(68)
§2.7 绕组中的交流损耗	(69)

第三章 电感器磁芯

§3.1 对电感器的要求	(75)
§3.2 磁芯的最佳几何形状	(76)
§3.3 匝数因子 α 及电感因子 A_L	(77)
§3.4 电感量的调整原理和方法	(78)
§3.5 电感量的稳定性	(81)
§3.6 引起能量损耗的机构	(84)
§3.7 Q- 因子	(89)
§3.8 电感器的设计举例	(91)
§3.9 铁氧体天线磁芯	(93)

第四章 低功率线性变压器磁芯

§4.1 线性变压器的传输特性及反射特性	(104)
§4.2 低功率线性变压器磁芯的特性	(108)
§4.3 磁芯的磁导率及形状对变压器性能的影响	(110)

§4.4	实用磁芯的形状及特性	(112)
§4.5	磁芯损耗的影响	(117)
§4.6	低功率线性变压器设计举例	(120)
§4.7	偏转磁芯	(123)

第五章 功率变压器磁芯

§5.1	设计功率变压器的一般原理	(125)
§5.2	磁芯用材料的特性	(128)
§5.3	磁芯的磁化曲线	(132)
§5.4	磁芯的损耗及绕组的损耗	(135)
§5.5	磁芯的温升及散热	(138)
§5.6	磁芯的选择	(142)
§5.7	开关电源用磁芯	(149)
§5.8	功率变压器的设计举例	(155)
§5.9	磁性液体的特性及其在磁路系统中的应用	(157)

第六章 射频宽带器件磁芯

§6.1	铁氧体的射频应用特性	(159)
§6.2	射频宽带扼流圈磁芯	(165)
§6.3	传输线变压器磁芯	(174)

参 考 书

参考文献

附 录

附录A	单位及其转换	(193)
附录B	圆柱形磁芯及相应的电感器数据	(194)
附录C	罐形磁芯及相应的绕组骨架的数据	(196)
附录D	选择环形磁芯尺寸的方法	(200)
附录E	阻抗变换电路示例	(204)
附录F	某些传输线变压器的性能	(206)

第一章 磁性材料的基本特性

§ 1.1 磁性材料的基本特性及磁化曲线

一、磁性材料的基本特性

材料的磁特性不仅决定于磁化强度 M 的大小，同时还决定于 M 随磁场强度 H 的变化规律。图1-1表示典型物质的 $M \sim H$ 曲线，我们称此为磁化曲线。曲线(a)和(b)分别是

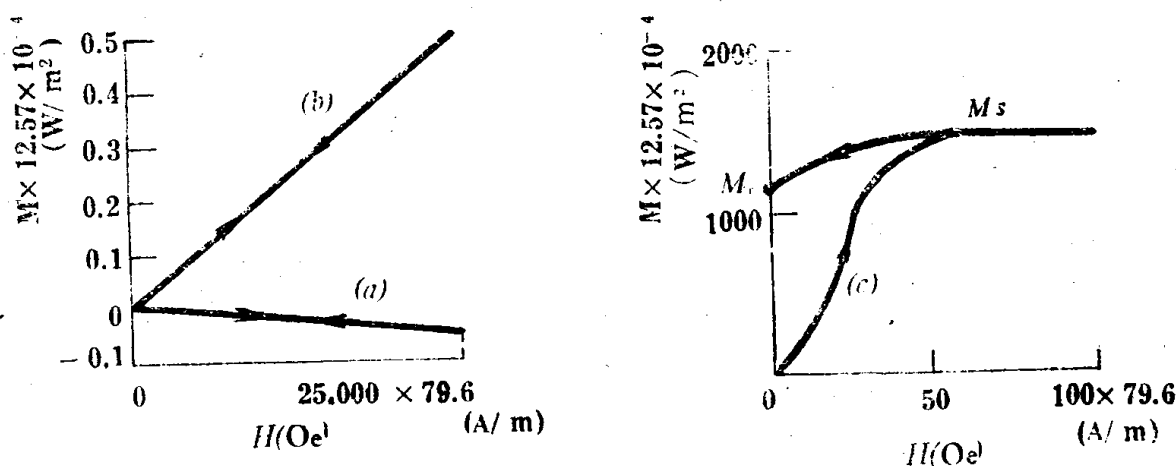


图1-1 反磁性物质，顺磁性物质及铁磁性物质的磁化曲线

反磁性物质和顺磁性物质的磁化曲线。它们的磁化系数 $\chi = \frac{M}{H}$ 分别为 -2×10^{-6} 和 20×10^{-6} 。在正常情况下，这些物质的 M 和 H 关系为线性，所以 χ 为常数。当磁场为零时， M 亦为零。曲线(c)表示典型的铁磁性或亚铁磁性物质的磁化曲线。磁性材料是由铁磁性物质或亚铁性物质组成的，所以，它们的磁化曲线是非线性的， χ 值随 H 而变化，在某个 H 值时达到最大值。从磁性材料的磁化曲线的变化规律，有两点是值得注意的。

1. 磁性饱和现象。当磁场强度足够大时，磁化强度达到一个确定的饱和值 M_s ，继续增大 H ， M_s 保持不变。

2. 磁滞现象。材料的 M 值到达饱和以后，外磁场降低到零时， M 并不恢复到零，而是沿着 M_r 曲线变化，如图1-1(c)所示。

物理学家们主要对物质的磁化强度 M 随 H 的变化规律感兴趣；而工程师们认为磁性

材料的磁感应强度 B 随 H 的变化规律在实际应用中更有用，通常亦称 $B \sim H$ 关系曲线为磁化曲线。定义 B 与 H 的比值为磁导率，用 μ 表示，即

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$$

因为磁感应强度 $B = \mu_0 (H + M)$ ，则

$$\frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \chi = \mu$$

应该注意， μ 并不等于 $B \sim H$ 曲线的斜率，而是曲线上的某一点与原点的连线的斜率。在实际应用中，最为普遍的两个磁导率是起始磁导率 μ_i 和最大磁导率 μ_m ，如图1-2所示。图(a)表示磁化曲线以及 μ_i 、 μ_m 的定义。图(b)表示磁性材料的 μ_i 和 μ_m 随 H 的变化规律。

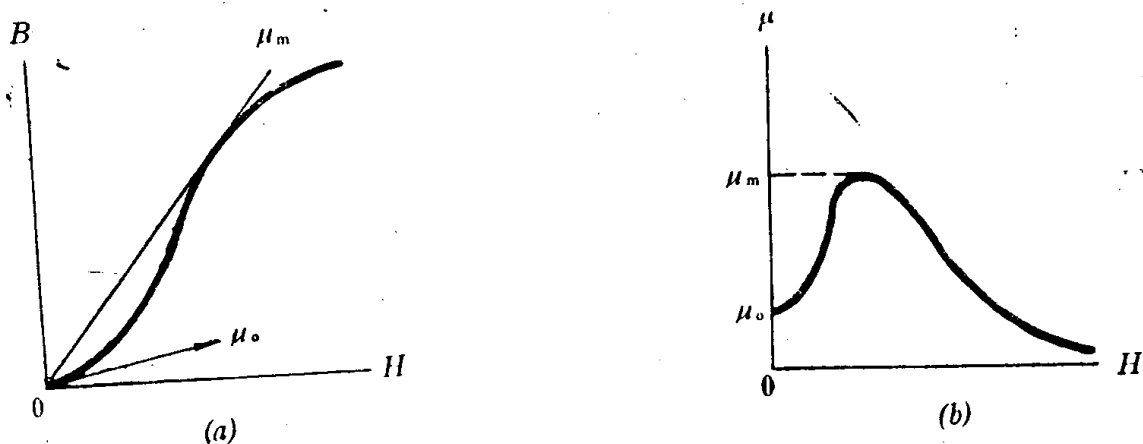


图1-2 磁化曲线及磁导率随 H 的变化曲线

磁导率是表示磁性材料在给定磁场强度下，究竟能得到多大 B 值的主要参数。根据磁性材料的不同工作状态，还有不同定义的磁导率，这将在后面定义。

二、磁化曲线及磁滞回线

将不同种类的磁性材料磁化到饱和所需的磁场强度有很大差别。如果用一个弱磁场

就能将材料磁化到饱和，则这种材料属于软磁

材料。它的磁化曲线如图1-3中曲线(a)所示。

相反，如果要求用很强的磁场强度才能磁化到

饱和，则这种材料属于永磁材料。图1-3(c)表

示这类材料的磁化曲线。有时，即使是同一种

材料，由于所处的物理状态不同，可能显示软

磁特性或永磁特性。同图1-3曲线(a)表示经

过很好的热处理以后的材料的特性，对于同一种

材料，经过深度的冷加工，使材料内部产生很

大应力后，它的磁化曲线如(b)所示。材料此

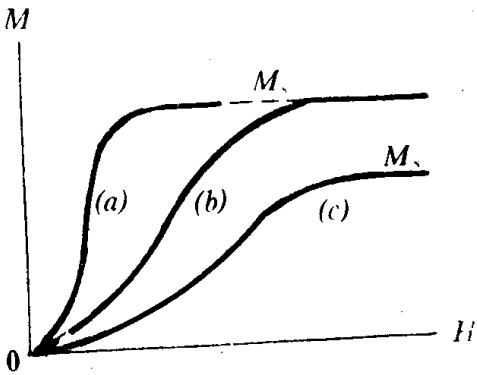


图1-3 各种类型的磁化曲线

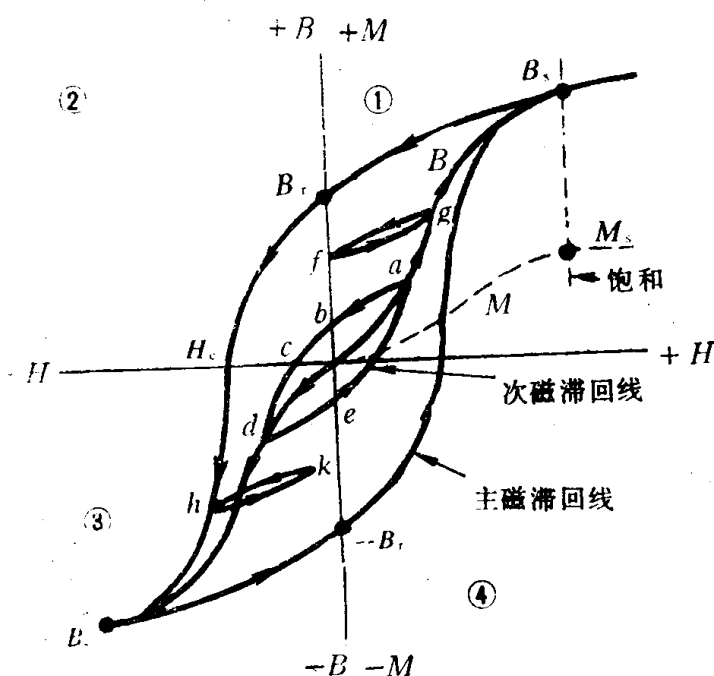


图1-4 磁化曲线及磁滞回线

磁感应强度)。如果将磁化线圈中的电流反向，使 H 反向，当方向相反的 H 到达材料的矫顽力 H_c 时， B 值降低到零。使 M 降低到零时的反向磁场称为本征矫顽力，用 H_{ci} 表示。使 B 降低到零时的反向磁场称为磁感应强度矫顽力，用 H_{cB} 表示。有些材料的 H_{ci} 与 H_{cB} 有很大差别，在实际工作中常用 H_c 代表 H_{cB} 。

进一步增加反向磁场，材料沿相反的方向磁化到饱和值 $-B_s$ 。此时再改变磁化线圈中电流的方向，使 H 沿正方向逐渐变化，在经过零值后继续增大磁场的振幅，则磁感应强度从 $-B_s$ 经过 $-B_r$ 到达 $+B_s$ ，形成一个闭合的回线，称此为主磁滞回线，简称磁滞回线。它的两个尖端代表饱和磁化状态，整个磁滞回线从坐标的第一象限开始，经过第二、第三和第四象限，在第一象限闭合。其中位于第二象限的那部分磁滞回线称为退磁曲线，它是表示永磁材料工作状态的曲线。

在形成起始磁化曲线的过程中，如果在某个中间点(例如图1-4中的 a 点)改变磁场的方向，则磁感应强度将沿着次磁滞回线 $abcdea$ 变化。在主磁滞回线内，可以形成无数个这种相对于原点对称的次磁滞回线，由这些次磁滞回线的两个尖端的连结线构成了磁化曲线。还可以形成各种相对于原点不对称的次磁滞回线，如图1-4中的 fg 和 hk 回线，称此为局部磁滞回线。

如果从图1-5中的 a 点开始，周期性地改变磁场的方向，并同时逐步降低振幅，磁感应强度将沿回线变化，幅度逐渐降低，最后使 B 降低到零，材料达到完全退磁的状态。

三、磁性材料的磁导率

任何磁性材料，在外加磁场作用下，必有相应的磁化强度 M 或磁感应强度 B 。材料的工作状态相当于 $M \sim H$ 曲线或 $B \sim H$ 曲线上的某一点，称该点为工作点。在解决实际工程问题时，普遍采用 $B \sim H$ 曲线。磁性材料受到不同的磁场作用，就处于不同的工作

时显示了近永磁特性。

图1-4是用 B (实线)和 M (虚线)表示的磁滞回线和磁化曲线。当材料磁化到饱和以后， M 到达恒定值。而 B 则随 H 的增加而继续增加，在这种情况下，驱动磁场 H 属于 B 的一部分，所以， B 值随 H 而持续增加。当磁感应强度 B 到达或超过饱和磁感应强度 B_s 以后，斜率 $\frac{dB}{dH}$ 接近1，即 M 值接近1。

材料从退磁状态开始，磁化到饱和的 $B \sim H$ 曲线，称为起始磁化曲线。到达正向饱和以后， H 降低到零时，磁感应强度从 B_s 降低到 B_r (剩

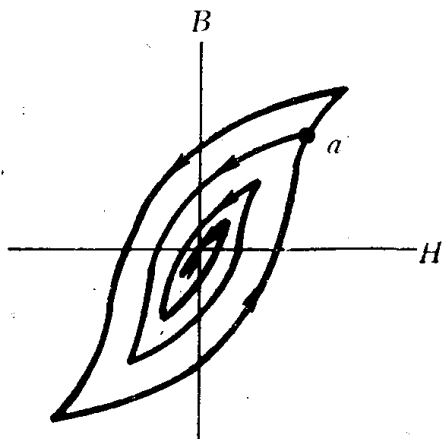


图1-5 通过周期性降低磁场的振幅而进行退磁

点，也就具有不同的磁导率。磁导率的种类包括：

1. 起始磁导率

在交流磁化时， B 和 H 用峰值表示。如果材料是从退磁状态开始，受到对称的交变磁场的反复磁化，当这种交流磁场的振幅趋近于零时，所得到的磁导率称为起始磁导率，用 μ_i 表示。

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H} \quad (1-1)$$

2. 振幅磁导率

如果交变磁场的振幅比较大，所得到的磁导率称为振幅磁导率，用 μ_s 表示

$$\mu_s = \frac{\widehat{B}}{\mu_0 H} \quad (1-2)$$

处于退磁状态的材料，在直流偏置磁场和振幅较小的交变磁场同时作用下，形成一个不对称的局部磁滞回线，如图1-4中的 fg 回线。此局部磁滞回线的斜率与 $1/\mu_0$ 的乘积称为增量磁导率，用 μ_Δ 表示

$$\mu_\Delta = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (1-3)$$

3. 微分磁导率

磁化曲线或磁滞回线上任何一点的斜率与 $1/\mu_0$ 的乘积，称为微分磁导率，用 μ_d 表示

$$\mu_d = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \quad (1-4)$$

4. 有效磁导率

含有气隙的磁芯的磁导率称为有效磁导率，用 μ_e 表示，

$$\mu_e = \frac{1}{\mu_0} \frac{\sum \frac{l_i}{A_i}}{\sum \frac{l_i}{\mu_i A_i}} \quad (1-5)$$

式中， A_i 为磁芯的有效截面积， l_i 为有效长度。

关于 μ 随工作磁场及温度的变化将在§1.2详细讨论。这里，讨论 μ_s 、 μ_Δ 的变化规律。当 \widehat{B} 从零开始增加，则 μ_s 从 $\mu_i = \lim_{B \rightarrow 0} \mu_s$ 增大，到达最大值，此值相当于从原点与起始磁化曲线上相切的点的直线所具有的磁导率。若 B 继续增大，则 μ_s 开始降低。可以根据磁芯在低 \widehat{B} 时的 μ_s 的变化规律，估计电感器受到振幅较低的磁感应强度干扰的稳定性，还可以用来估计后述的雷利(Rayleigh)系数和彼德生(Peterson)系数。

图1-6表示增量磁导率 μ_Δ 随直流偏置磁场的变化规律。由图可见， μ_Δ 随直流偏置磁场增大而下降。如果在磁路中引入气隙，将产生两种影响：没有直流偏置场时，气隙使有效磁导率降低，而气隙对 μ_Δ 的影响还与直流偏置磁场的大小有关，当直流偏置场较

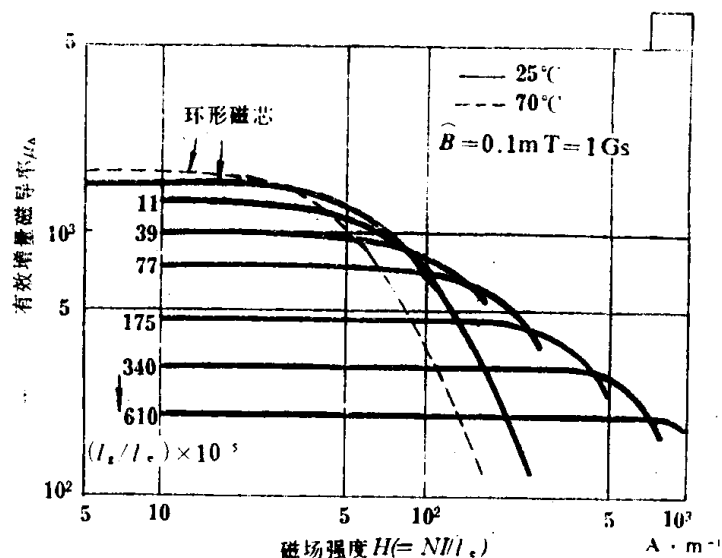


图1-6 μ_Δ 随直流偏置磁场强度 $H (= NI/l_e)$ 的变化规律

低时,气隙使 μ_{Δ} 下降,当直流偏置场超过某一值时(决定于气隙长度 l_g 与磁路长度 l_m 的比值),气隙使 μ_{Δ} 增大。在实际工作中,常常测出在不同气隙长度下, μ_{Δ} 随直流偏置场的变化曲线。由图1-6所示的曲线可见,对应于某一直流偏置场,就有一个相应的气隙长度,给出最大的增量磁导率 μ_{Δ} 。在设计器件时,这些曲线对于确定直流偏置场很有帮助。但是,尚不能利用这些曲线设计带有直流偏置磁场的电感器或变压器。原因是,即使已知要求的电感量,若没有确定 μ_{Δ} 值,仍然无法确定所需匝数,也就无法确定安匝数。这个问题可以用哈纳(Hanna)曲线来解决。

1927年,哈纳提出了对于给定磁芯材料,在一定的电感量以及直流偏置电流下,精确确定气隙尺寸的方法,能够使设计者在满足一系列特殊要求下,得到最佳气隙尺寸。

图1-6表示,在绕组中通过直流电流时,引起磁芯饱和,电感量下降。从这些曲线的规律可见,气隙的引入不仅使电感量降低,而且随气隙长度的增大,电感量的降低也愈来愈大。气隙长度愈大,在磁芯饱和以前能通过的直流电流愈大。

电感量一定时,确定磁芯最佳气隙的方法是:根据要求的电感量,确定磁芯的尺寸;其次,选取导线的直径 d_0 ;选择 d_0 的根据是:具有最小直径的导线在通过直流电流时,导线不出现过热,即在导线上的电压降 IR 不能太大。然后再考察这种磁芯及导线所构成的电感器,在受到直流偏置场作用时,是否出现饱和。如果出现饱和,必须引入较大的气隙,同时,为了克服由此引起的电感量的下降,需要适当增加匝数。有时,需要选用尺寸较大的磁芯。这种过程要反复进行多次,直到确定适当大小的磁芯和气隙,以便在直流偏置场作用下,磁芯不会饱和。

§ 1.2 磁性材料的线性特性

软磁材料作为电感器或变压器磁芯的应用十分广泛。这种磁芯是由软磁铁氧体、铁粉芯、高磁导率的金属磁性材料或非晶态软磁材料制成的。由于磁化场 H 的振幅趋近于零,所以,磁芯的磁感应强度 B 与 H 保持线性关系,可以忽略波形畸变。如果驱动场 H 为正弦波,则 B 或 dB/dt 亦按正弦变化。所以,磁性材料对器件的影响用起始磁导率 μ_i 表示。

一、影响起始磁导率 μ_i 的因素

根据磁性物理可知,对于 μ_i 的贡献来自磁畴壁的可逆位移和磁畴矢量的可逆转动。由磁畴矢量的可逆转动对 μ_i 的贡献与饱和磁化强度 M_s 的平方成正比;与材料的各向异性成反比。材料的各向异性主要包括磁晶各向异性和应力各向异性。磁晶各向异性通常可用磁晶各向异性常数 k_1 代表,由磁畴转动引起的 μ_i 与 M_s 和 k_1 的关系为

$$\mu_i = \frac{M_s^2}{3\mu_0 k_1} \quad (1-6)$$

例如,软磁铁氧体, M_s 的典型值约为0.45T, k_1 约为100J/cm³,则

$$\mu_i = \frac{0.45^2}{3 \times 4\pi \times 10^{-7} \times 100} \approx 500$$

一般软磁材料的磁结晶各向异性都很小，因此，材料的各向异性主要由应力各向异性确定。而应力必须通过材料的磁致伸缩系数才能对磁化起作用。处于退磁状态的材料， M_s 总是停留在应力最低的方向上。如果磁矩偏离该方向，则应力各向异性增大。为了实现磁化，必须提供能量，以克服应力的各向异性能量密度 $W_\sigma = \frac{3}{2} \lambda \bar{\sigma}$ (λ 为材料的磁致伸缩系数， $\bar{\sigma}$ 为平均内应力能量密度)。用 W_σ 代替式(1-6)中的 k_1 后得

$$\mu_i = \frac{2}{9} \frac{M_s^2}{\mu_0 \lambda \bar{\sigma}} \quad (1-7)$$

磁性材料内部的应力分布很弱时，其最小应力决定于磁致伸缩所引起的固有应力。即 $\bar{\sigma} = \lambda E$ (E 为铁氧体的弹性模数，约为 10^5 N/mm^2)。如果 $\lambda = 1 \times 10^{-6}$ ，由应力各向异性确定的磁导率的上限为

$$\mu_i = \frac{2 \times 0.45^2}{9 \times (1 \times 10^{-6})^2 \times 10^5 \times 4\pi \times 10^{-7}} \approx 3.5 \times 10^5$$

同时考虑 k_1 和 $(\lambda \bar{\sigma})$ 以后，由磁畴转动磁化过程所引起的 μ_i 为

$$\mu_i = \frac{M_s^2}{3\mu_0 \left(k_1 + \frac{3}{2} \lambda \bar{\sigma} \right)} \quad (1-8)$$

由式可见，为了提高 μ_i ，必须提高 M_s ；降低 k_1 和 λ ，晶粒结构必须完整、均匀；杂质，气孔和非磁性另相要少。

由 180° 磁畴壁的可逆位移所确定的磁导率为

$$\mu_i = \frac{M_s^2}{\pi \mu_0 \lambda \bar{\sigma}} \cdot \frac{l}{\delta} \quad (1-9)$$

式中， δ 为布洛赫畴壁的宽度， l 为可逆位移的距离。

畴壁运动的阻力，来自内应力的波动以及杂质和气孔。众所周知，磁畴壁中的磁化矢量的取向是逐步改变的，所以磁矩的各向异性能或交换能都处于高能状态。要使能量降低，就要减少磁畴面积。所以，磁畴壁总停留在杂质或气孔的尺寸为最大的地方。要推动畴壁，实现磁化，必须施以额外能量，克服对畴壁的钉扎作用。

如果材料内部既无应力，又无杂质和气孔，则畴壁的移动不会受到阻碍，这种材料具有很高的起始磁导率。

二、提高起始磁导率的途径

如上所述，无论磁畴转动或畴壁位移，由它们所确定的磁导率都与 M_s 的平方成正比，与材料内部的 λ 、 k_1 、 δ 及杂质浓度成反比。由此可见，提高 μ_i 的主要途径是：

1. 提高材料的饱和磁化强度 M_s 。 M_s 主要决定于成份，选择适当的成份或掺某些添加剂，可以提高 M_s 。例如，尖晶石铁氧体中，加入适量的非磁性 ZnO ，对提高 M_s 有明显的作用。

2. 降低磁晶各向异性常数和磁致伸缩系数。某些磁性材料的 k_1 和 λ 的大小及符号随

成分及热处理而变化,选取 k_1 和 λ 都接近零的成分并采用适当热处理工艺可以得到很高的 μ_i 。对于软磁铁氧体材料,控制成份和比例,可得到 k_1 和 λ 都小的复合铁氧体。一般尖晶石铁氧体的 $k_1 < 0$,若加入 $k_1 > 0$ 的 CoFe_2O_4 或 $\lambda > 0$ 的 Fe_3O_4 ,可降低 k_1 及 λ ,提高 μ_i 值。

3. 减少杂质和内应力。为了提高 μ_i ,必须减少材料的含杂量及内应力。这也可以通过选择原料、控制烧结过程及热处理条件来实现。对于铁氧体材料,选择纯度高、活性好的原材料,而且进行正确的烧结过程,就能降低气孔和杂质含量,得到均匀的大晶粒结构。金属磁性材料的原料纯度高,若热处理条件适当,可以得到单相结构,在易磁化轴方向得到很高的 μ_i 值。

磁性材料通过热处理,可以消除应力和杂质,有时还能改变 k_1 及 λ 的大小及符号。不同成分的材料要求有不同的热处理工艺条件,这是提高 μ_i ,改善磁特性的主要手段。

4. 微观结构。多晶磁性材料的微观结构对 μ_i 和其他特性有很大影响,高 μ_i 材料的微观结构必须具备下列条件:

- 1) 晶粒大,均匀;没有气孔、杂质、位错及其他缺陷;
- 2) 在晶粒内部不出现另相,所有的非磁性析出物或气孔只能集中在晶粒间界附近;
- 3) 晶粒内部有良好的化学均匀性。

4) 晶粒的尺寸受烧结条件的影响。提高烧结温度和保温时间,有利于使晶粒长大、密度增高,这些都对提高 μ_i 有利。但是,如果烧结温度太高,容易引起某些成份的挥发,形成气孔,影响 μ_i 值。

5. 材料织构化。通过特殊的加工过程。可以使各向同性的多晶材料,感生各向异性,在易磁化方向上提高 μ_i 值。这种过程称为织构化。包括结晶织构或磁性织构。结晶织构是将晶粒的某个易磁化轴平行排列。磁性织构是用磁场热处理方法使磁畴沿磁场方向取向。材料织构化以后,对于提高 μ_i ,改善磁滞回线的矩形度很有效。但是,由于织构化以后,磁性材料出现各向异性,所以,在具体应用时必须使工作磁通的方向与易磁化方向一致。

三、环境温度、工作时间以及应力分布对起始磁导率 μ_i 的影响

1. 环境温度对 μ_i 的影响

温度升高,磁性材料的起始磁导率增大。在接近居里温度时,到达峰值之后,由于材料变成顺磁性, μ_i 突然下降。图 1-7 表示两种多晶 Mn-Zn 铁氧体和一种多晶 Ni-Zn 铁氧体的 μ_i 随温度的变化曲线。每种材料在室温或低于室温时出现第二个峰值,这是由于二价铁离子($k_1 > 0$)使材料的各向异性在某个特定温度通过零值。所以可利用这种效应来控制材料的温度系数。温度系数是表示 μ_i 随温度的可逆变化。可表示为

$$\text{温度系数} = \frac{\Delta \mu_i}{\mu_i \Delta \theta} \quad (1-10)$$

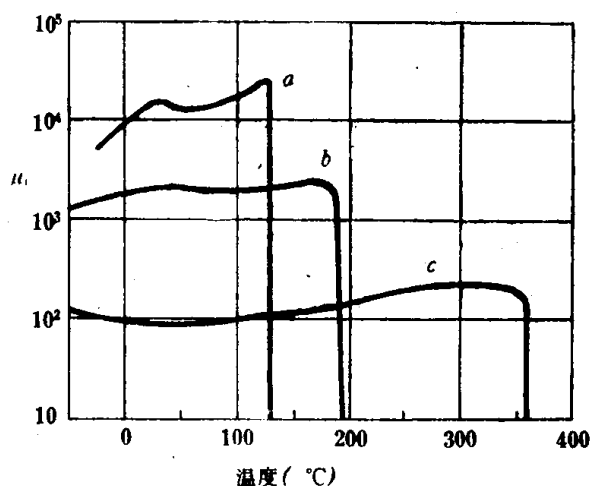


图1-7 起始磁导率 μ_i 随温度的变化
a) 高磁导率Mn-Zn铁氧体
b) 低损耗Mn-Zn铁氧体
c) 低损耗Ni-Zn铁氧体

单位为每度所引起的变化率（百万分率，用ppm表示）。如果温度变化范围小，用上式计算不会带来很大的误差。如果 $\left(\frac{\Delta\mu_i}{\mu_i}\right)$ 值很大，则必须确定式（1-10）的分母中的 μ_i 值。如果 μ_i 随温度的变化为非线性，或在温度变化范围内存在 μ_i 的突变点，则式（1-10）应改写成

$$\text{温度系数} = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1(\theta_2 - \theta_1)} \quad (1-11)$$

式中， μ_1 和 μ_2 分别为在温度 θ_1 和 θ_2 时测得的起始磁导率。

如果 μ_i 的变化大，则式（1-11）分母中的 μ_1 应为几何平均值，即

$$\text{温度系数} = \frac{\mu_2 - \mu_1}{(\theta_2 - \theta_1)\sqrt{\mu_1\mu_2}} \quad (1-12)$$

在磁芯中引入气隙以后，起始磁导率 μ_i 降低为有效磁导率 μ_e ，此时，磁导率的变化率降低，相当于乘上一个系数 $\left(\frac{\mu_e}{\mu_i}\right)$ 。

用温度因子更能全面地表示 μ_i 的相对变化特性。温度因子表示单位磁导率的温度变化。与式（1-10）相对应的温度因子为

$$\text{温度因子} = \frac{\Delta\mu_i}{\mu_i^2 \Delta\theta} \quad (1-13)$$

2. 工作时间对 μ_i 的影响

某些通信设备或频率选择电路中的电感器的电感量必须长期稳定不变，这就要求磁性材料的 μ_i 不随工作时间而变化。

如果磁性材料受到干扰（包括磁性干扰，热或机械干扰），磁导率立即增加到某一不稳定值，然后逐渐回复到某一稳定值，这种现象称为减落（Disaccommodation）。

令 μ_1 和 μ_2 表示材料受到干扰以后，分别在时间 t_1 和 t_2 所测得的磁导率。则磁性材料 μ_i 在该时间内的变化率为

$$\frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1} \quad (1-14)$$

相应的不稳定因子为

$$\frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1^2} \quad (1-15)$$

对应于特殊的干扰形式，必须采用相应的测试方法，才能确切表示磁导率的时间稳定性。常用的测试方法是，当材料处于恒温状态时，使材料受到一个交变干扰磁场的作用，该交变场的最大振幅可使材料磁化到饱和，然后逐渐降低到零，测得材料在干扰后1分钟和24小时的磁导率分别为 μ_1 和 μ_2 ，定义减落系数 D 为

$$D = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1} \quad (1-16)$$

相应的减落因子为

$$D_F = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1^2} \quad (1-17)$$

测试时的时间间隔可以根据情况确定，例如，可以从10分钟到100分钟。

从统计规律发现，磁导率的改变与时间间隔的对数成正比，所以，相应的减落系数 d 可表示为

$$d = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 \lg(t_2 - t_1)} \quad (1-18)$$

相应的减落因子为

$$d_F = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1^2 \lg(t_2 - t_1)} \quad (1-19)$$

铁氧体材料的减落现象最为明显。存在着各种不同的减落机构，所有这些机构总是与磁性离子迁移到较低能量位置的运动过程以及磁化强度的局部取向有关。而磁性离子趋向稳定化的速度决定于温度。温度愈高，时间常数就愈短。

3. 应力分布对 μ_i 的影响

从加工到装配，磁性材料都要受到应力作用。例如，为了满足尺寸或表面光洁度要求，常常需要研磨两个磁芯的接触面。研磨过程在接触面的表面形成应力。实际测试发现，这是一种压缩应力。这种应力使接触面附近的磁导率大大降低，并且使材料内部受到张应力。产生应力的另一个原因是，在装配时对磁芯加压所致。有时，为了固定磁芯而用环氧树脂粘结，也会引起应力。

由于软磁材料的磁晶各向异性较小，所以，由应力引起的各向异性对 μ_i 有很大影响。应力通过磁致伸缩系数 λ 使 μ_i 降低。图1-8表示三种铁氧体的磁导率 μ_i 随应力的相对变化规律。由图可见，在应力较小时，Mn-Zn铁氧体的磁致伸缩系数小于零，此时，压应力使磁导率增大，张应力使磁导率降低，对于磁致伸缩系数为正的材料，具有相反的规律。

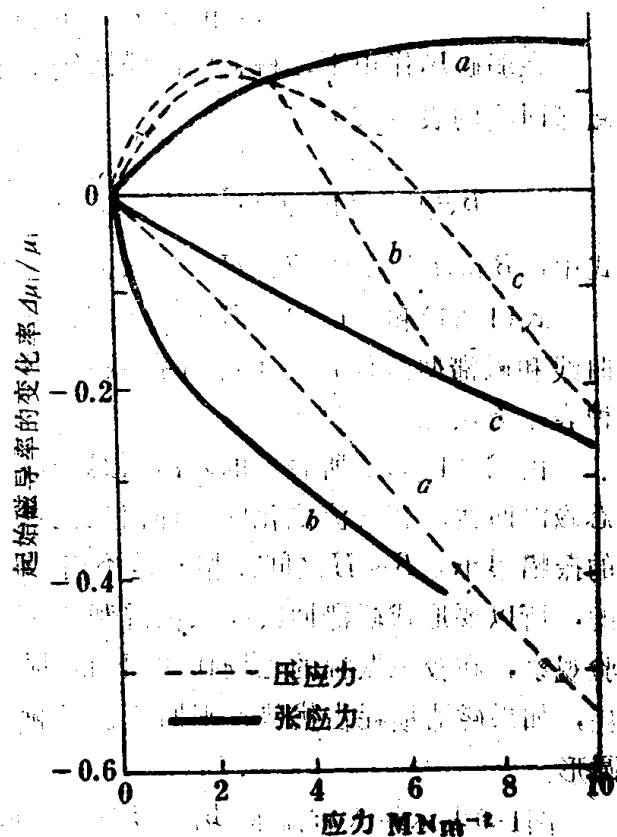


图1-8 起始磁导率 μ_i 随外加纵向拉力的变化

a) Ni-Zn铁氧体, $\mu_i = 100$

b) Mn-Zn铁氧体, $\mu_i = 4850$

c) Mn-Zn铁氧体, $\mu_i = 1650$

四、线性磁性材料在弱磁场下的磁滞特性

根据式(1-1)知，起始磁导率 μ_i 是指：处于退磁状态的材料，受到振幅接近于零的磁场磁化时的磁导率。只能通过外推法才能确定 μ_i 。材料的实际工作状态是受到很弱的磁场磁化，此时，材料的磁导率应为振幅磁导率 μ_a 。材料在弱磁场下的 $B \sim H$ 不再保持线性关系，而要形成磁滞回线，出现磁滞损耗。雷利(Rayleigh)对软磁材料在弱磁场作用下的磁化曲线和磁滞回线进行实验观察后发现，通过引入一个常数，可以将 μ_a 与 μ_i 联系起来，这种关系称为雷利关系。彼德生假定材料的磁滞回线相对于坐标原点对称的，从而可以写出 $B \sim H$ 的分析表示式，建立彼德生关系。下面分别介绍他们的分析方法。

1. 雷利系数表示法

软磁材料在弱磁场强度 \hat{H} 作用下的振幅磁导率 μ_a 与起始磁导率 μ_i 满足下列线性关

系:

$$\mu_s = \mu_i + v\hat{H} \quad (1-20)$$

式中, v 为雷利系数, 单位为 $\text{m} \cdot \text{A}^{-1}$

磁化曲线的表示式为

$$\hat{B} = \mu_0 \mu_s \hat{H} = \mu_0 (\mu_i \hat{H} + v \hat{H}^2) \quad (1-21)$$

在弱磁场作用下, 材料的磁滞回线基本上是由两条抛物线组成(见图1-9)。所以, 磁滞回线的表示式为

$$B = \mu_0 [(\mu_i + v\hat{H})H \pm \frac{v}{2}(\hat{H}^2 - H^2)] \quad (1-22)$$

式中, B 和 H 为瞬时值, \hat{H} 为最大值。

式(1-21)和(1-22)所表示的磁化曲线和磁滞回线仅包含了雷利系数 v 。这种表示方法比较方便。

由式(1-22)所表示的磁滞回线是静态磁滞回线。在交流磁化时, 即使交流场的振幅很小, $B \sim H$ 之间的相位是不相同的, 所以要形成磁滞回线。根据雷利的实验观察, 在较小振幅的磁场作用下的损耗, 如果磁滞损耗占优势, 则回线接近椭圆形。

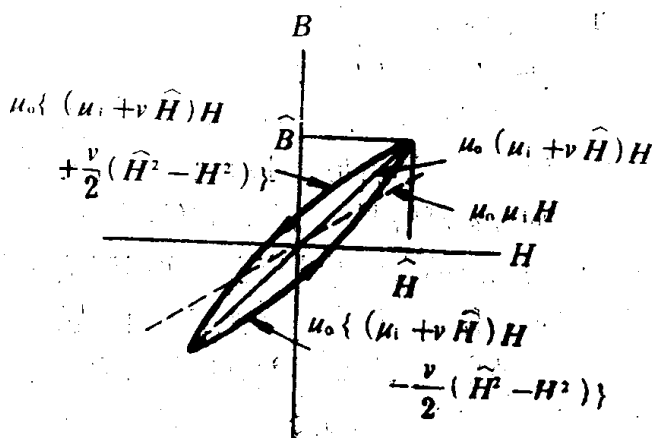


图1-9 雷利回线

图1-9表示最大直流磁场为 \hat{H} 时, 所形成的回线, 称为雷利回线。根据式(1-22)在任何磁场 H 时的磁滞回线的垂直宽度为 $\mu_0 v(\hat{H}^2 - H^2)$, 回线的面积为 $\frac{4}{3}\mu_0 v\hat{H}^3$ 。

单位体积的材料每磁化一周的磁滞损耗等于回线的面积。称此为磁滞损耗体密度 W_h , 单位为 $(\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{cycle}^{-1})$

$$W_h = \oint B dH = \frac{4\mu_0 v\hat{H}^3}{3} = \frac{4v\hat{B}^3}{3\mu_0^2 \mu_i^2} \quad (1-23)$$

一个体积为 $(A \cdot l)$ 的磁芯, 在受到振幅为 \hat{H} , 频率为 f 的交流场磁化后的磁滞损耗功率 P_h 为

$$P_h = W_h \cdot A \cdot l \cdot f = I^2 R_h$$

式中, R_h 为串联的磁芯损耗电阻; I 为电流的有效值, 等于 $\frac{\hat{H}l}{\sqrt{2}N}$, N 为匝数。考虑式(1-23)后, 得

$$\begin{aligned} R_h &= \frac{4v\hat{B}^3}{3\pi\mu_0\mu_i^2} \cdot 2\pi f \cdot \frac{N^2 A \mu_0 \mu_i^2}{l} \\ &= \frac{4v\hat{B}^3}{3\pi\mu_0\mu_i^2} \cdot \omega L \end{aligned} \quad (1-24)$$

所以，磁滞损耗角正切为

$$\operatorname{tg} \delta_h = \frac{R_h}{\omega L} = \frac{4\nu \widehat{B}}{3\pi\mu_0\mu_s^2} = \frac{4\nu \widehat{H}}{3\pi\mu_s} \quad (1-25)$$

式(1-20)和(1-25)表示的关系称为雷利关系。这两个关系式中都包括了同一个常数 ν ，凡是服从雷利关系的磁性材料，它们的 μ_s 与 μ_i 的关系，以及磁滞损耗特性都必须服从这两个关系式。消去这两个关系式中的共同常数 ν ，可以得到下列关系式

$$\mu_s = \mu_i + \frac{3}{4}\pi\mu_s \operatorname{tg} \delta_h$$

$$\text{或} \quad \mu_s = \frac{\mu_i}{1 - \frac{3}{4}\pi \operatorname{tg} \delta_h} \quad (1-26)$$

一个典型铁氧体的振幅磁导率 μ_s 与磁感应强度 B 的关系曲线如图1-10所示。在 $B=0$ 处的曲线的斜率即为磁滞常数 γ 。同一个样品的磁滞损耗因子 $\frac{\operatorname{tg} \delta_h}{\mu}$ 随 \widehat{B} 的变化如图1-11所示，亦可用同样的办法，从该曲线上求得 γ 值。

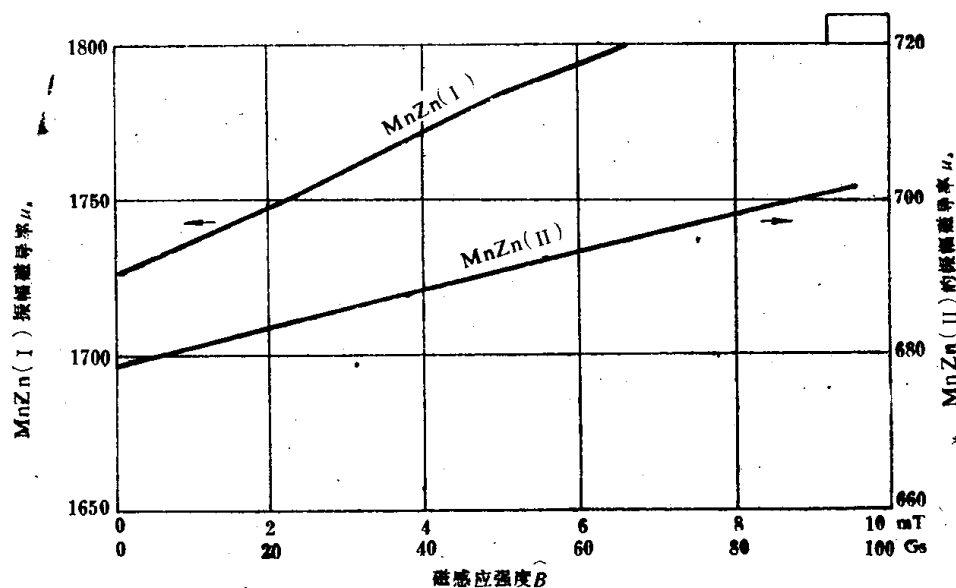


图1-10 振幅磁导率 μ_s 与磁感应强度 \widehat{B} 的关系

2. 彼德生(Peterson)关系

彼德生关系是表示磁感应强度 B 与磁场强度的瞬时值 H 及最大值 \widehat{H} 的二次幂级数成正比，假定回线相对于坐标的原点为对称，并忽略三次方以上的高次项，则磁化曲线的表示为

$$B = \mu_0 [a_{10}H + a_{11}H^2 + (a_{12} + a_{30})H^3 + \dots] \quad (1-27)$$

式中， a_{10} 等常数为幂级数的各项系数； a_{10} 为起始磁导率 μ_i ； a_{11} 为 $\frac{d\mu}{dH}$ ，单位为

$\text{m} \cdot \text{A}^{-1}$ 。且令 $\mu_s = a_{10} + a_{11}H + (a_{12} + a_{30})H^2 + \dots$

根据幂级数来确定磁滞损耗体密度 W_h 为

$$W_h = \frac{8}{3} \mu_0 (a_{02} \hat{H}^3 + a_{03} \hat{H}^4 + \dots) \quad (1-28)$$

式中, a_{02} 的单位为 $\text{m} \cdot \text{A}^{-1}$

根据与式(1-25)相同的推导过程, 并取式(1-28)的第一项, 得

$$\frac{R_h}{\omega L} \cong \text{tg} \delta_h \cong \frac{8a_{02} B}{3\pi \mu_0 \mu_s^2} \quad (1-29)$$

如前所述, 雷利所提出的在低磁场时, $B \sim H$ 的关系是根据实验观察得到的; 彼德生在提出 $B \sim H$ 关系时, 假定回线相对于坐标原点对称的; 不同幅度的各个对称回线的两个尖端的轨迹就是起始磁化曲线; 在 $H = 0$ 时, 磁化曲线通过原点。实际上, 彼德生关系的应用更为普遍些。

式(1-27)表示彼德生关系。比较式(1-20)和式(1-27), 忽略彼德生关系中 μ_s 表示式的第三项, 得

$$a_{10} = \mu_s, \quad a_{11} = \nu$$

再根据式(1-25)和式(1-27), 得

$$a_{02} = \frac{\nu}{2}$$

所以, 凡是满足雷利关系的材料, 必然同时满足相应的彼德生系数关系, 即

$$a_{11} = 2a_{02}$$

雷利和彼德生所考虑的能量损耗与静态磁滞回线的面积成正比, 这种损耗都是磁滞损耗。

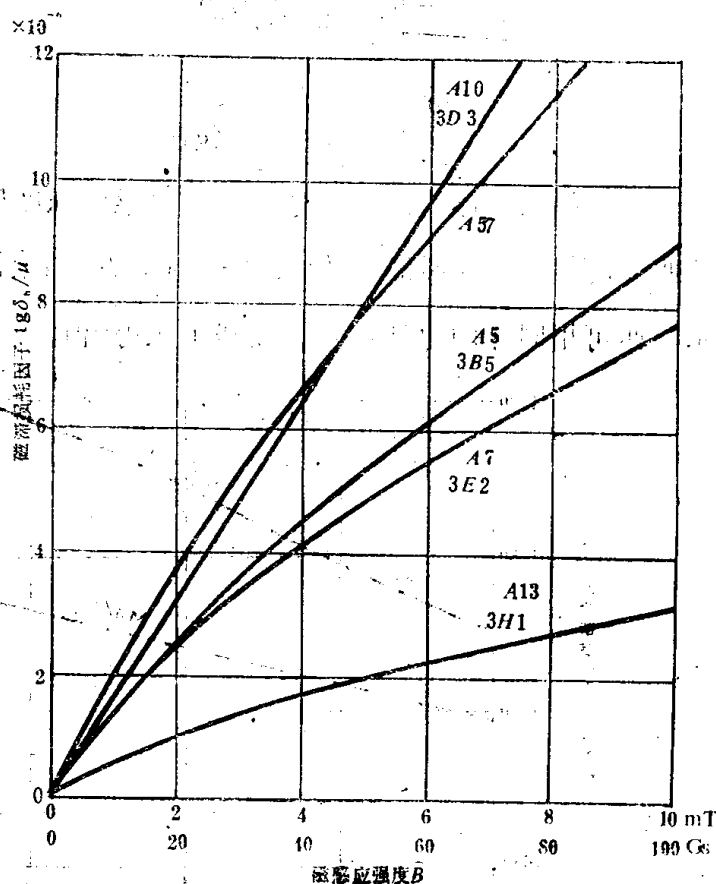


图1-11 磁滞损耗因子 $\frac{\lg \delta_h}{\mu}$ 与磁感应强度 B 的关系

§ 1.3 磁性材料的非线性特性

一、磁性材料的非线性特性

由于磁性材料的不可逆磁化过程引起了 B 滞后于 H , 磁化曲线成为非线性, 如图1-12所示。材料处于退磁状态时, $H = 0$, $B = 0$ 。若 $H \neq 0$, 但振幅很小, 只有可逆畴壁位移磁化过程, 在此范围, B 和 H 保持线性。 H 增大时, 产生不可逆畴壁位移磁化过程, B 迅速增大。此时, 即使不再提高 H , B 仍继续增加, 直到饱和磁化状态。为使 B 从零增加到正饱和磁感应强度所提供的能量, 被畴壁的不可逆位移过程所消耗, 磁场降

低到零时，由于磁滞而使畴壁不能恢复到原来的位置，所以，磁感应强度值不变。即 $H=0$ 的磁感应强度（剩余磁感应强度）与饱和磁化状态的相等。

改变磁场的方向，使振幅接近矫顽力 H ，产生反方向的不可逆畴壁位移，并使磁感应强度沿负方向增大，此时，即使不再提高反向磁场的振幅， B 仍继续增大，直至到达负饱和磁化状态。随后，即使再提高磁场的振幅， B 仍保持负向剩磁状态。材料受到振幅大于矫顽力的正、反磁场的反复磁化，形成的矩形磁滞回线，如图1-12所示。

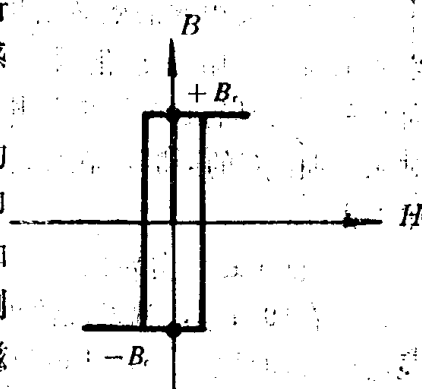


图1-12 非线性磁化曲线和矩形磁滞回线

二、非线性特性的产生

非线性特性决定于材料的各向异性。单晶磁性材料具有明显的各向异性，沿着材料的易磁化轴磁化，可以得到矩形磁滞回线。对于某些多晶磁性材料，可以通过机械加工、磁场热处理等工艺过程，使原来各向同性的材料感生各向异性，得到易磁化方向。如前所述，将某些金属磁性材料加热以后，在磁场中缓慢冷却，得到各向异性，称此效应为磁性退火效应。许多磁性合金，经过深度冷轧或其他冷加工，出很现强的各向异性，此为辗压磁各向异性。有些材料，从高温开始在磁场中冷却，通过相转变温度时，要出现很强的磁各向异性。下面简要讨论磁性退火效应和辗压磁各向异性。

1. 磁性退火效应

图1-13表示磁性退火对21.5%Fe-Ni合金的磁化曲线的影响。磁化曲线A和C的差别很大，这是由于材料产生感生各向异性的原因。由图可见，经过磁场热处理以后，热处理磁场的方向就是材料的易磁化方向。

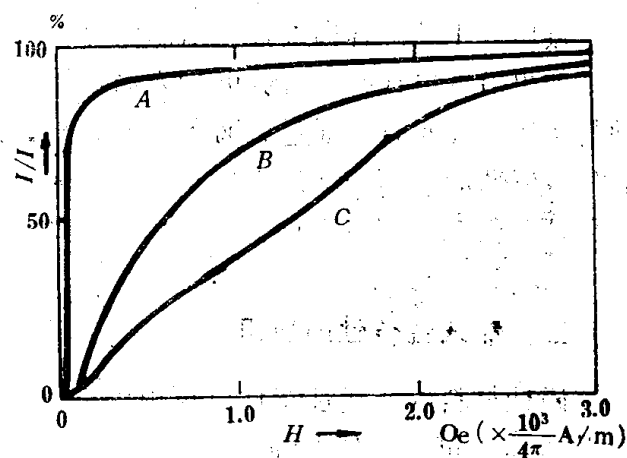


图1-13 21.5%Fe-Ni合金从600°C冷却以后的磁化曲线
A—在纵向磁场中冷却
B—冷却时不加磁场
C—在垂直磁场中冷却

磁性退火以后材料的磁畴结构如图1-14所示。材料在纵向磁场中冷却以后，出现180°磁畴结构，沿易磁化轴磁化时，磁化过程都是通过180°畴壁位移完成。这种材料具有非线性磁化曲线，具有很高的最大磁导率。如果测试磁场垂直于易磁化方向，则磁化过程主要通过磁畴转动，磁化曲线接近线性。图中曲线B表示冷却过程中不加磁场时的磁畴结构，材料内部磁畴的取向杂乱，磁化过程既有180°畴壁位移，又有磁畴转动，磁化曲线介于图1-13的A和C之间。

某些铁氧体通过磁场热处理或外加应力的作用，可以得到矩形磁滞回线。对于 k_1 小， λ_s 大的铁氧体，外加应力时改善磁滞回线的矩形度更为明显。对于富铁的铁氧体，因为 Fe^{2+} 可以产生单轴各向异性 k_1 ，通过磁场热处理时也可以改善回线的矩形度。Ni-Zn铁氧体具有较大的负磁致伸缩系数 λ_s ，所以，外加应力可以改善回线的矩形度。

磁性退火引起的磁畴结构的变化可以通过测试材料在处理前后磁阻的变化来证实。材料的磁阻与磁畴的取向有关，若具有 180° 磁畴结构，并不影响磁阻的大小，而对应于曲线C的磁畴，在处理前后所测得的磁阻的变化就比较大。

2. 辗压磁各向异性

早在1934年，就发现铁镍合金经过冷辗压，会产生明显的磁各向异性。50%Fe-Ni合金进行深度冷辗压和退火处理时，将在(001)面沿[100]方向产生再结晶，若再进行50%的冷辗压，就能显示明显的单轴各向异性，其易磁化方向与辗压方向垂直，将材料沿着辗压方向磁化时，磁化过程要通过磁畴的转动完成，得到线性磁化曲线。尼耳(Neel)等认为，冷辗压过程使材料产生塑性形变，促使A原子和B原子产生迁移，得到稳定的方向有序化，所以，原子的方向有序化是产生各向异性的主要原因。

辗压产生的磁各向异性与结晶的取向及辗压的方向有关。如果沿着(110)面中的[001]方向辗压，产生的易磁化轴与辗压方向垂直。通过磁畴图形的观察，就可证实辗压后各个磁畴的取向与辗压方向垂直。由辗压引起的单轴各向异性常数随辗压量而增大。

三、非线性特性的应用

磁性材料的非线性特性，可用以进行数字记录，制备各种非线性的磁性器件，如磁性放大器、可变电抗器等。

1. 数字记录

用图1-12所示的矩形磁滞回线的两个剩磁状态 $+B_r$ 和 $-B_r$ ，代表二进制的“0”和“1”。例如，在十进制值系统中，“237”可以写成：

$$2 \times 10^2 + 3 \times 10^1 + 7 \times 10^0 = 237$$

亦可以写成：

$$\dots d_2 \times 10^2 + d_1 \times 10^1 + d_0 \times 10^0$$

这种表示法的系数 d_i 的范围从0到9。计算机的数值系统都采用二进制计数。例如“13”可写成

$$1 \times 2^3 + 1 \times 2^2 + 0 \times 2^1 + 1 \times 2^0 = 1101$$

亦可以写成：

$$b_3 \times 2^3 + b_2 \times 2^2 + b_1 \times 2^1 + b_0 \times 2^0$$

这种表示法的系数 b_i 只有二个可能的值，即0和1。这些系数，可以用磁滞回线的两个稳定状态中的一个表示。而任何数字，都可以用这些系数所组成的系统来代表。由于材料具有矩形磁滞回线，定义沿顺时针方向磁化时，为正向磁化，系数为1；沿逆时

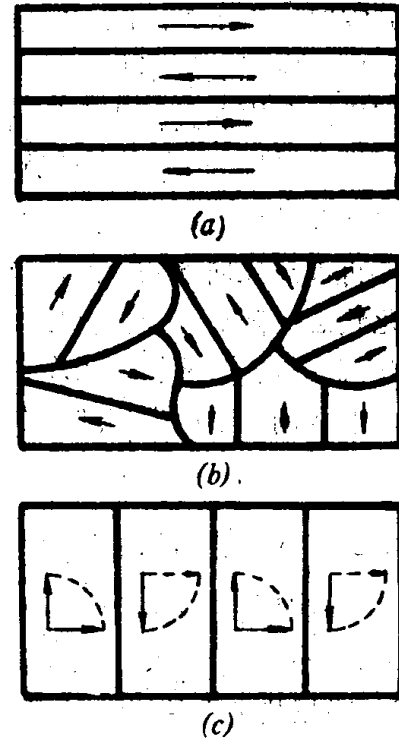


图1-14 磁性退火以后材料中的磁畴结构

- (a) 在纵向磁场中冷却后的磁畴结构。
- (b) 冷却时不加磁场的磁畴结构
- (c) 在垂直磁场中冷却后的磁畴结构

针方向磁化时，反向磁化，系数为 0。图1-15表示用一组电子磁芯的磁化方向来代表十进制数值“13”。同样，可以利用磁记录介质中的剩磁分布来记录数字信号。读出时，有脉冲输出为1；无脉冲输出为零。图1-16表示这种磁记录介质中的剩磁分布及感应电压分布。

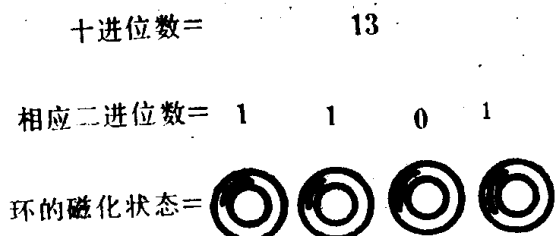


图1-15 用一组电子磁芯的磁化方向代表数字

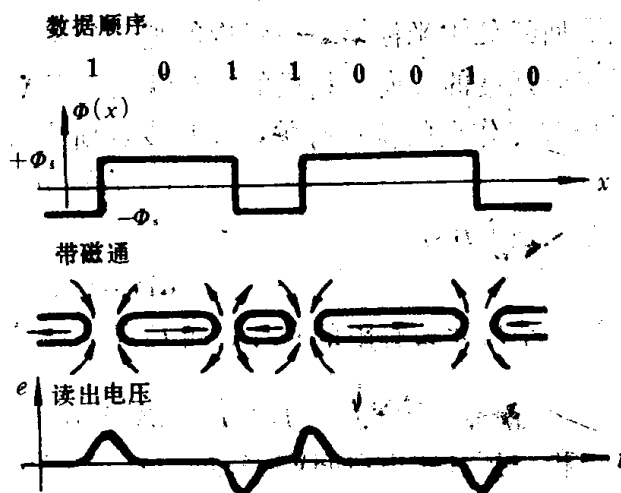


图1-16用磁记录介质中的剩磁分布代表数字

2. 磁性放大器

图1-17表示磁性放大器及所用磁芯的矩形磁滞回线。在磁芯上有两个绕组，一个绕组与直流电源联接，称为控制绕组；另一个绕组通过负载与交流电源联接，称为输出回路。当控制绕组中的电流为零时，磁芯的电感量很大，负载的感抗 $X_L = \omega L$ 很大，通过负载的交流电流就很小。提高控制电流，使磁芯的工作点位于回线的顶部a点或b点，此时磁芯的磁导率很低，通过负载的电流则很大。进一步考虑直流控制电压和交流电压的极性，两者的极性一致时，磁芯中的磁通相加，磁芯的磁导率很低，负载中有电流通过。如果两个电压的极性相反，磁通几乎抵消，磁芯保持较高的磁导率，负载中则几乎没有电流通过。因此，把直流电源作为输入信号，把负载电流作为输出信号，通过改变输入信号，就可以控制输出信号的幅度。

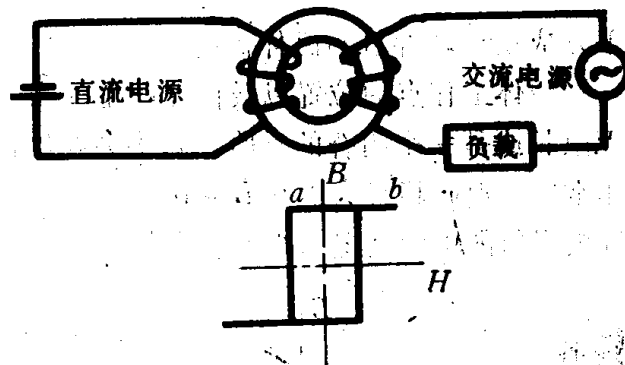


图1-17 性放大器

§ 1.4 磁性材料的储能特性

永磁材料与软磁材料组成的磁路系统，具有储能的功能，可以用来向特定的空间提供磁场。长期以来是用载流导体或电磁铁产生磁场的，可是，用永磁体提供磁场，则具有不少优点。例如，不需要连续供电，不消耗能量，不会发热，而且可以使体积缩小。一个永磁体实际上是一种能量存储器。磁体经过一次充磁以后，能量就存储在其中，而且，只要磁体的尺寸适当，磁路结构合理以及使用恰当，储存在磁体中的能量就能长期保持，不致于象电池那样，因为多次使用而使能量耗尽。

一、磁体的磁能积

磁体完成充磁以后，受到自身的退磁场作用。磁体的尺寸不同，则退磁场 H 不同，对应的 B 就不同。这就相当于工作在退磁曲线上的不同点，称此为工作点。退磁曲线是磁滞回线位于坐标第二象限内的那部分曲线。在此工作范围内，作用于磁体内部的磁场与磁感应强度的方向是相反的，这就是“退磁场”这个名称的由来。磁体在其周围产生的磁场与工作点的位置有关，运用麦克斯韦方程，并注意到充磁磁场已经取消，则

$$\text{rot} H = 0$$

磁感应强度 B 为

$$\text{div} B = 0$$

对于一个尺寸为有限的磁体，可写成

$$\int_V (\vec{H} \cdot \vec{B}) dV = 0$$

积分是对整个空间 V 进行的。如果把积分区域 V 分成磁体本身以及磁体以外的空间两个部分，则

$$\int_{V_{\text{mag}}} (\vec{H} \cdot \vec{B}) dV = - \int_{V_{\text{ext}}} (\vec{H} \cdot \vec{B}) dV \quad (1-30)$$

V_{ext} 是指永磁体周围的空间，在此空间里 $B = \mu_0 H$ ，由此得

$$\int_{V_{\text{mag}}} (\vec{H} \cdot \vec{B}) dV = -\mu_0 \int_{V_{\text{ext}}} H^2 dV \quad (1-31)$$

该式右侧表示磁体在特定空间（即工作气隙）内产生的能量，与磁体所产生的 H 的平方成正比，并且与磁体内的 $(\vec{B} \cdot \vec{H})$ 成正比。

磁体工作点的位置以及由此产生的磁能，与磁体及磁路的相对尺寸有关。如果磁体为无限长或是一个闭合的磁路，则不会在磁体以外的空间产生磁场，即 $H = 0$ 。如果磁体非常短，退磁场很大，则 $B \rightarrow 0$ ，这两种极限情况都使磁体所具有的磁能积为零。这两种极限值的中间情况，必然存在最大磁能积。对于细长的圆柱形磁体，退磁场很弱，工

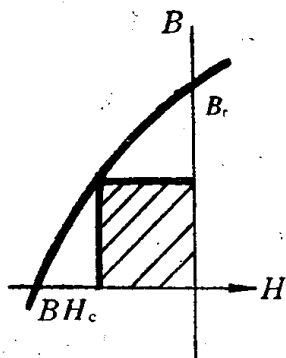


图1-18 永磁材料的退磁曲线

(影线部分表示最大磁能积 $(BH)_{\text{max}}$)

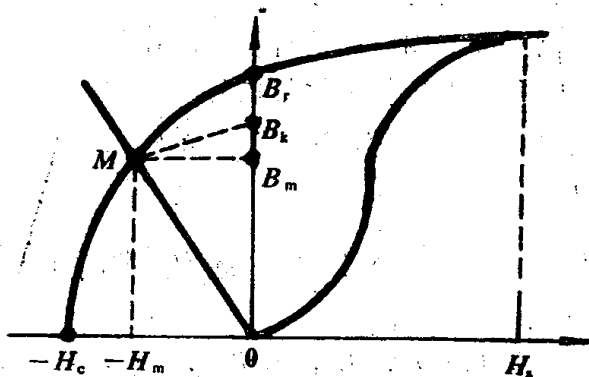


图1-19 磁铁的工作点随退磁场的变化

作点接近于图1-18中的 B_r ，对于粗而短的磁体，工作点接近 H_c 点，退磁场接近最大值， B 值很低。磁体在某一适当尺寸下，具有最大磁能积 $(BH)_{\text{max}}$ 。

磁体的剩磁愈高，矫顽力愈大以及退磁曲线的凸出度愈大，磁能积就愈高。

二、永磁体的能量转换关系

现在,我们通过分析永磁体的能量变化关系来进一步理解磁铁的能量转换特性。磁铁受到饱和磁化以后,外加磁场恢复到零,则磁铁中的 $B \rightarrow B_r$ 。由于磁路中存在工作气隙,必然受到退磁场作用,所以,工作点停留在图1-19中退磁曲线上的M点。根据安培环路定律,沿磁路长度方向 l 的闭合积分为

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0$$

设磁路部分的长度为 l_m ,气隙部分的长度为 l_g ,则可得

$$H_m l_m + B_m l_g = 0$$

所以

$$\frac{B_m}{H_m} = -\frac{l_m}{l_g} \quad (1-32)$$

这是一条通过原点的直线方程,斜率为 $\left(-\frac{l_m}{l_g}\right)$,称为气隙的特性线或负载线。若忽略磁路的漏磁通,则 B_m 表示磁铁向气隙提供的磁感应强度, H_m 表示在气隙两侧的退磁场强度。为了将体积为 V 的气隙磁化到磁感应强度为 B_g ,所需的功率 W 为

$$W \propto V \int H dB$$

如果气隙的面积为 A ,长度为 l_g ,则将体积为 V 的气隙磁化到 B_g 以后,在气隙中的能量 E 为

$$E \propto A \cdot l_g \int H dB = \frac{1}{2} (BA) (H l_g) \quad (1-33)$$

如果是依赖永磁体去建立气隙中的能量,则式(1-33)中的 $(H l_g)$ 相当于 $(H_m l_m)$,这显然是由磁铁所提供的磁动势。同样,上式中的 (BA) 相当于 $(B_m A_m)$,这是由磁体所提供的磁通量。由磁铁在气隙中建立的磁位能为: $(B_m H_m l_m A_m)$,此能量与图1-19中的面积 OMB_m 成正比。

气隙的体积改变时,要产生能量的转换。例如,当一块软磁材料被吸收到气隙处而使气隙短路时,磁铁的工作点将从M点改变到 B_r 点,磁场能降低到零。这个过程磁场能转变成机械功。取走磁铁,要依靠外力作功,此能储存在磁场中,使气隙中的磁场能重新建立,这个过程是由机械能转变成磁场能的过程。

磁体的磁场能是在充磁过程中建立的。其能量不但储存在磁体内部,而且也储存在磁体周围及工作气隙之中。

如果气隙的尺寸周期性地改变,则磁体的工作点必将沿局部磁滞回线来回移动,从而产生可逆磁滞损耗,所以,可将这种能量的转换写成

输入机械能 = 增加的磁场能量 + 转换成其他形式的能量

上式右侧后面一项指的是热能,它与局部磁滞回线的面积成正比。要使机械功与磁场能的转换过程反复进行,必须通过做机械功来恢复磁场能。

磁铁中能量转换的基本规律是:未经磁化的磁体,能量处于最低状态。要改变磁体内磁矩的杂乱取向,使磁矩排列整齐,必须通过充磁来提供能量。

对于含有气隙的磁体,在充磁的同时,就在气隙中建立了磁场能量,而在气隙的两

个侧面上出现了退磁场 H 。

由此可见，一个经过充磁的永磁体，是一种能量可逆转换介质。当储存在磁铁中的能量被消耗时，磁体对外做功，此过程磁场能转变成机械能。我们可以通过做机械功在气隙中重新建立磁场能，磁体所具有的总磁场能包括磁体内部的磁场能和磁体外部的磁场能。

§ 1.5 退磁场及其对磁化状态的影响

在具体讨论退磁场的特性以前，首先必须掌握磁场的性质。磁场可以由电流产生，也可以由磁极产生。如果是由电流产生的磁场，则磁场的磁力线必然形成闭合环。例如，由载流导线所产生的磁场是由围绕导线的同心圆场组成。如果是由电磁铁的两个极产生的磁场，则磁力线是从磁北极发出，终止于磁南极。

图1-20表示一个棒状磁体受到从左到右的磁场磁化以后，在磁体的右端出现北极，在左端出现南极。图1-20(a)表示磁力线从N极发出，终止于S极。在磁体内部，磁力线是从N到S，起着退磁的作用，称此为退磁场。磁性材料在磁化以后所出现的自身退磁作用对于磁化状态有很大影响；在有些场合，甚至对磁化起着决定性的作用。

磁体内部 M 的有序取向产生了退磁场 H_d ， H_d 对磁体起着退磁作用。图1-20(a)表示磁化后的磁棒受到 H_d 作用的情况。根据 $B = \mu_0 H = \mu_0 (M - H_d)$ ，所以，磁棒内的磁感应强度 B 总是低于 M ，同时， H_d 的绝对值亦不可能超过 M 的值。图1-20(b)表示 B 的分布，其特点是，在磁棒内的 B 线是从S到N，整个 B 线是连续的。在磁棒以外的空间， $B = H$ ，所以，在磁棒以外的空间，无论是 H 的分布或 B 的分布，是完全相同的。图1-20(b)所示的磁棒的磁通，只有一部分分布在磁体内部，另一部分分布在周围空间，称此为开路式磁路。这种形式的磁路内的磁感应强度的分布是不均匀的， B 线从两个端面向周围发散，所以，通过端面附近截面的 B 值小，通过中间截面处的 B 值大，使两个极面处的退磁场比中心的强。图1-21(a)表示退磁场沿磁棒长度方向的分布。虚线表示每个磁极的 H_d 沿长度的变化规律；实线表示两个磁极的 H_d 的合成曲线。由曲线可见，在两个极面处的 H_d 最大，在磁棒中心的 H_d 最小。磁感应强度沿磁棒长度方向的分布状况是可以通过实际测试而加以证实的。图1-21(b)表示 B 值沿Alnico磁棒的分布状况。

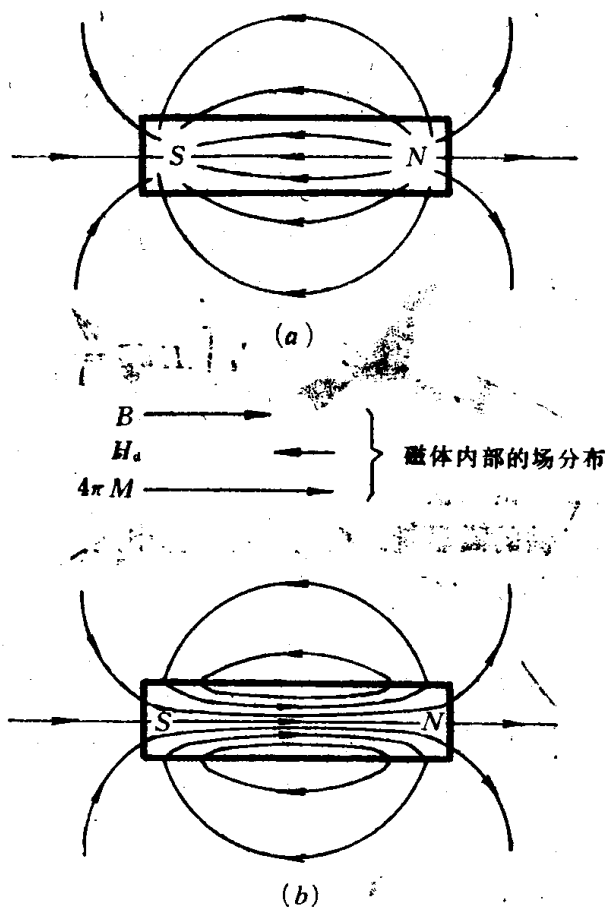
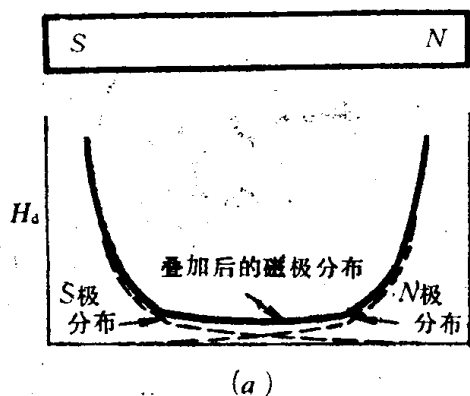
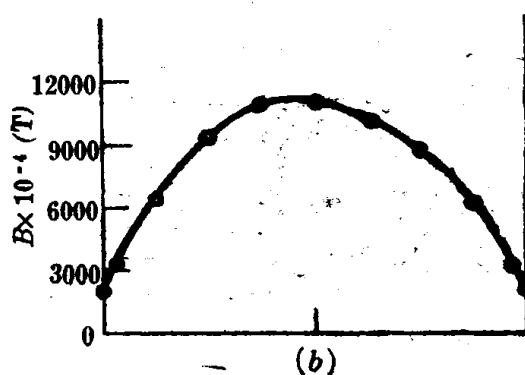


图1-20 磁化以后的棒状体的 H 和 B 的分布
(a) H 的分布
(b) B 的分布

通过端面附近截面的 B 值小，通过中间截面处的 B 值大，使两个极面处的退磁场比中心的强。图1-21(a)表示退磁场沿磁棒长度方向的分布。虚线表示每个磁极的 H_d 沿长度的变化规律；实线表示两个磁极的 H_d 的合成曲线。由曲线可见，在两个极面处的 H_d 最大，在磁棒中心的 H_d 最小。磁感应强度沿磁棒长度方向的分布状况是可以通过实际测试而加以证实的。图1-21(b)表示 B 值沿Alnico磁棒的分布状况。



(a) H_a 沿磁棒的长度方向的分布



(b) B 沿磁棒的长度方向的分布

图1-21 沿磁棒的长度方向的场分布

如果在均匀的场中,放入一个磁体,就要改变原来的场分布。图1-22(a)表示均匀磁场的分布状态。图1-22(b)表示在无外场作用下,磁铁的 B 的分布。图1-22(c)表示(a)和(b)二者的矢量和。只要磁棒的磁导率比周围空间的磁导率高,磁棒就能集中磁通,而在磁棒长度中心附近的外侧各点上的场则要削弱。如果在均匀场中放入的是抗磁性材料,则得到相反的结果,此时,通过材料内的 B 比周围的低。

将一个未经磁化的物体,放入磁场以后,也将改变场的分布,改变的程度与物体的磁导率有关。磁体的磁导率高,场分布的改变愈明显;如果放入的是弱磁材料,则对场的扰乱实际上可以忽略。

如果将一个磁导率很高的磁环置于磁场中,将导致磁场分布的改变。在磁环内径所包围的空间可以得到屏蔽。图1-23(a)表示这种场分布。磁力线从一边进入到与它平行的磁环内,再从另一边穿出,可见,与磁场并行的磁芯内的两段区域在屏蔽中起着重要作用。磁芯的这两个部分受到磁化作用以后,出现如1-23(c)所示的磁极,从而使由磁环内径所包围的空间得到屏蔽。

我们再考察图1-20(b),可以发现,磁棒内部磁感应的不均匀性是由于在两个端面处的 B 向周围发散的结果。如果从磁棒中心开始,向两端削成锥形,即将磁铁做成椭圆形,就可以使磁体各个截面上的 B 相等。它的场分布如图1-24所示,所以,将一个未经磁化的椭球体放在均匀磁场中,能够得到均匀磁化,这种 M 和 B 的均匀性是由于作用在磁体各个截面上的 H_a 保持均匀的缘故,换言之,这种 H 和 B 的均匀分布只有在椭圆形的磁体中才能真正实现。磁体的退磁场 H_d 与磁化强度 M 成正比,即

$$H_d = N_d M \quad (1-33)$$

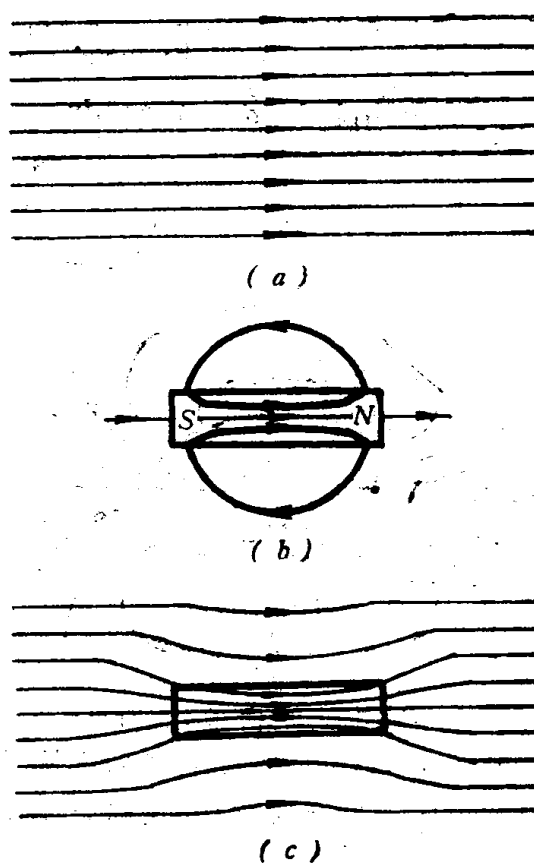


图1-22 在均匀磁场中放入 $\mu > 1$ 的磁化了的物体以后的情况

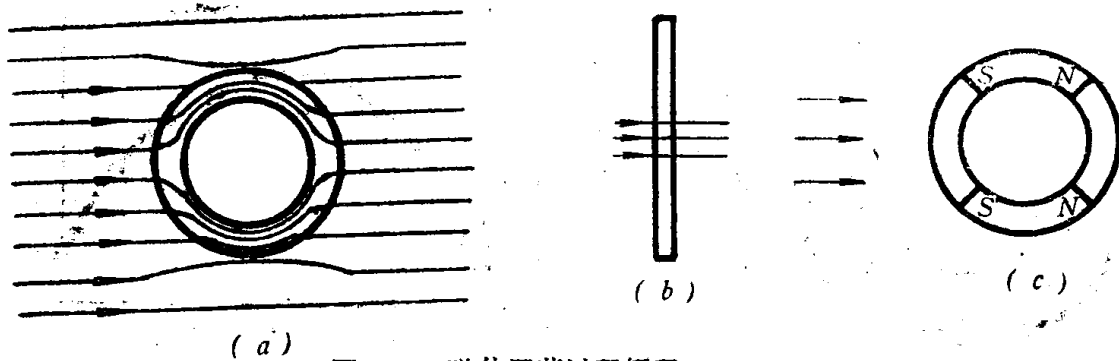


图1-23 磁体屏蔽过程解释

式中, N_d 为退磁因子, 决定于磁体的形状。只有椭球体才能精确计算出 N_d 值, 其他形状的磁体, N_d 的计算很复杂。下面, 我们来计算一个球形磁体的 N_d 值。

一个球形磁体受到外场 H 均匀磁化以后, 在球表面出现北极和南极, 如图 1-25 所示。这种自由磁极要产生退磁场 H_d 。令 ρ_s 为表面磁极密度, a 为球体半径。先确定 ρ_s 值, 设 M 为球体的磁化强度, 在图 1-26 所示的等效截面上, 单位面积的磁化强度为 M , 在半径为 r , 宽度为 dr 的环形截面上的磁化量为 $2\pi r M dr$; 设整个球体的 M 是均匀分布的, 在球表面上, 取一个单元环, 其面积为 $(2\pi a \sin\theta)(a d\theta)$, 球体的表面磁极密度 ρ_s 为

$$\rho_s = \frac{2\pi r M dr}{2\pi a^2 \sin\theta d\theta}$$

由于 $r = a \sin\theta$, $dr = a \cos\theta d\theta$

所以

$$\rho_s = \frac{M(a \sin\theta)(a \cos\theta) d\theta}{a^2 \sin\theta d\theta}$$

由此得

$$\rho_s = M \cos\theta$$

(1-34)

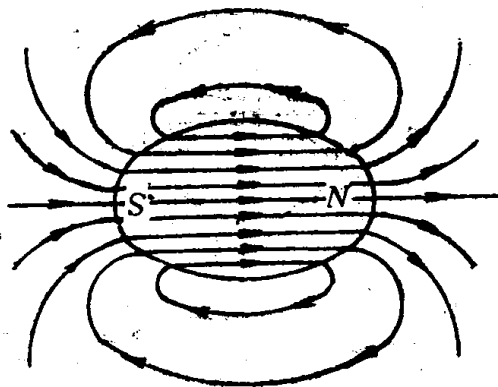


图1-24 椭圆形磁体内部 B 的分布状况



图1-25 磁化了的球形磁体所出现的表面磁极

由式(1-34)可见, 表面磁极密度是不均匀的, 在球体的顶部和底部的 M 为最大, 所以, ρ_s 亦为最大; 随 θ 角的增大, ρ_s 逐渐减小, 到达 $\theta = 90^\circ$ 处, ρ_s 减小到零。

球的顶部和底部的环形磁极, 在球中心处产生的退磁场 H_d 等于作用于球中心的单位磁极的力, 即

$$H_{d1} = \frac{[(2\rho_s)(2\pi a^2 \sin\theta d\theta)] [1]}{a^2}$$

与 M 反平行的退磁场 dH_d 为

$$dH_d = dH_{d1} \cos\theta$$

所以

$$H_d = \int dH_d = 4\pi M \int_0^{\pi/2} \cos^2\theta \sin\theta d\theta$$

$$H_d = \frac{4\pi M}{3} \quad (1-35)$$

椭圆形磁体或圆柱形磁体以及其他形状的磁体的退磁因子可以从有关图表中查得。

为了便于分析磁体的退磁场，应注意下列的场分布规律性：

1. B 线永远是连续的。
2. 如果 H 是由电流产生，则磁力线是连续的；如果 H 是由磁极产生，则磁力线自北极出发，终止于南极。

3. 在磁体与周围空间交界处， B 的垂直分量连续， H 的切向分量连续， M 的垂直分量不连续，这种不连续性是由于在交界处出现表面磁极密度 ρ_s 的缘故。

4. 在磁体内部某点的负散度等于该点的体磁极密度。

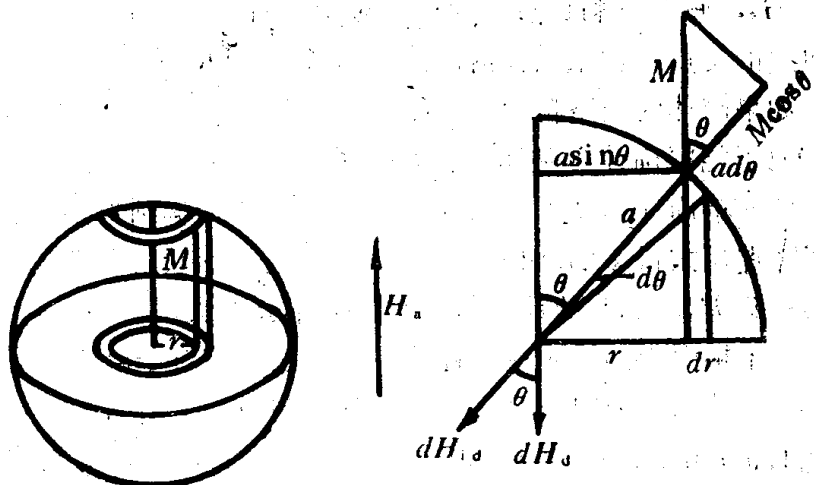


图1-26 在球体中心的退磁场

5. 椭圆形磁体的磁化是均匀的，只在磁极表面出现自由磁极。

6. 除椭圆形磁体以外的所有其他形状的磁体，磁化都是不均匀的，无论在磁体的表面或内部都存在自由磁极。

下面，我们讨论退磁场对磁化曲线的影响。从以上讨论可见，磁性材料的磁化状态要受到退磁场的影响。设外加磁场为 H_a ，由于材料受到退磁场 H_d 作用，所以，作用于材料的有效磁场 H 为两者之差，

$$H = H_a - H_d = H_a - N_d M \quad (1-36)$$

在一般情况下，退磁场 H_d 或退磁因子 N_d 沿磁体长度改变，愈靠近两端，退磁效应愈强。在图表中查得的 N_d 值一般是指在磁体中心处的退磁因子，所以，由式(1-36)计算的有效磁场 H 是指作用于磁体中心的磁场。

可以通过图解法，将 $B \sim H_a$ （或 $M \sim H_a$ ）曲线与 $B \sim H$ （或 $M \sim H$ ）曲线互相转换。图1-27(a)中的 OA 为磁化曲线，虚线 OC 是根据关系式 $H_d = -N_d M$ 作出的，称此为

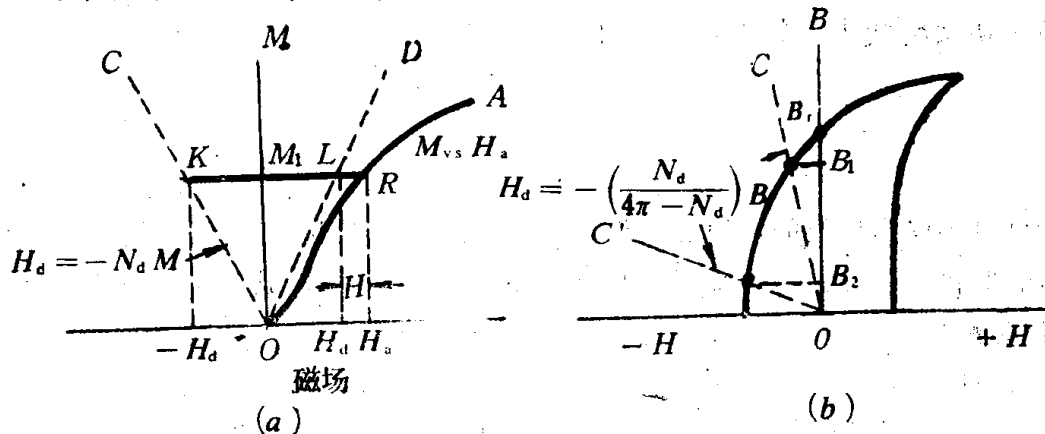


图1-27 退磁场的图解法

负载线，其斜率为 $(-1/N_d)$ ，它表示在不同 M 时的退磁场。在 $M=M_1$ 时的退磁场 $H_d = -kM_1$ 。从坐标原点开始，作一条与 OC 线对称的负载线 OD ，这样， $M_1 L = -H_d$ ， $M_1 R = H_c$ 以及 $LR = H_c$ 。根据 OD 和 OA 曲线，通过上述关系，可以作出 $M \sim H$ 曲线，并且将这些曲线互相转换。

将一个开启磁路的磁芯磁化，然后撤去磁化场，由于受到退磁场作用使开启磁芯的 B 总是小于闭合磁芯的 B 。图 1-27(b) 表示闭合磁芯的磁滞回线，此时 $H_d = 0$ ，所以， $H_c = H_r$ ，磁芯的剩磁感应为 B_r 。对于开启磁芯，剩磁感应决定于负载线 OC 或 OC' 与退磁曲线的交点。如果磁体的磁路细而长，则 OC 线陡峭，交点的位置所对应的 B_1 与 B_r 接近。如果磁体的磁路粗短，则 OC' 靠近 H 轴，交点的位置所对应的 B_2 就很小。

为了能精确计算磁体的有效磁场，可以采用以下两种方法：一种是将磁体做成椭圆形，以便精确计算 H_d 。实际上，要做成真正的椭圆形是比较麻烦的；另一种方法是做成长度比直径大得多的圆柱形磁芯，由于这种形状的磁芯的退磁因子本来就很小，即使引入其他误差，对 H_c 的计算值的影响亦不会很大。

对于粗而短的磁芯或磁性薄膜，退磁效应对磁化状态起着非常大的作用。例如，某一磁芯的磁路为闭合时，为了达到饱和磁化，所需的磁场强度为 $10 \text{ Oe} (79.6 \text{ A/m})$ ，其 M_s 为 $1700 \text{ emu/cm}^3 (2.14 \text{ M/m}^2)$ 将同种材料制成球形磁体，磁化到饱和以后出现的退磁场 $H_d = \frac{4\pi}{3} \times 1700 = 7117 \text{ Oe}$ 。所以，将球形磁体磁化到饱和所需的外磁场至少为

$$7117 + 10 = 7127 \text{ Oe} (5.67 \times 10^5 \text{ A/m})$$

如果用同种材料制成薄膜磁体，并且沿着垂直于膜面的方向磁化到饱和，退磁场

$$H_d = 4\pi \times 1700 = 21352 \text{ Oe} (1.70 \times 10^6 \text{ A/m})$$

可见，为了将磁膜沿着垂直于膜面方向饱和磁化，外加磁场强度至少为

$$21352 + 10 = 21362 \text{ Oe} (1.70 \times 10^6 \text{ A/m})$$

§ 1.6 磁性材料的损耗

磁性材料的不可逆磁化过程使磁感应强度 B 滞后于外加交变磁场 H ，滞后角为 δ_m ，此时，材料的磁导率为复数，包括实数（电感性）分量 μ' 和虚数（损耗）分量 μ'' ，即

$$\mu = \mu' - j\mu'' \quad (1.37)$$

用损耗角正切 $\text{tg} \delta_m$ 代表材料的损耗，即

$$\text{tg} \delta_m = \frac{\mu''}{\mu'}$$

磁性材料不仅与材料的性质和工作条件（工作频率、温度和工作磁感应强度）有关，而且与磁芯的形状也有关。为了绕线和装配方便，常常将磁芯做成形状相同的两个部分，然后将它们装配成一个完整的磁芯，这样，磁芯的磁路内总要存在的气隙，使磁芯的有效磁导率小于材料的磁导率。把损耗表示成与材料特性有关而与磁芯的磁导率无关的参数，就更具代表性。磁化场较低时，代表材料特性的主要参数为损耗因子 $(\text{tg} \delta_m / \mu_m)$ 。在高功率应用时，代表材料特性的重要参数是功率损耗密度 P_m ， P_m 的单位为 $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ，而

($\text{tg} \delta_m / \mu_m$) 为无量纲的值。

具有理想形状的磁芯,例如,一个无限长的圆柱形磁体或径向厚度很薄的环形磁芯,其截面积为 $A(\text{m}^2)$,长度为 $l(\text{m})$,绕有 N 匝无损耗的绕组,在绕组两端外加交流电压为 U ,则功率损耗密度 P_m 为

$$P_m = \frac{U^2 \cdot G}{A \cdot l} \quad (1-38)$$

式中, G 为由于磁芯损耗在绕组两端反映的电导。设磁芯的各截面面积均相同,则通过磁芯的磁通量 Φ 为

$$\Phi = B \cdot A \quad (1-39)$$

根据电磁感应定律,得瞬时感应电动势 e ,再从下式确定 B 值

$$e = -N \frac{d\Phi}{dt} = -NA \frac{dB}{dt} \quad (1-40)$$

如果 B 按正弦变化,即 $B = \hat{B} \sin \omega t$, B 对时间微分以后,可以求出感应电动势振幅 \hat{E} (或有效值 E)为

$$\hat{E} = \omega \hat{B} AN \quad E = \frac{\omega \hat{B} AN}{\sqrt{2}} \quad (1-41)$$

如果损耗角小,则外加电压近似等于感应电压,所以

$$U = \frac{\omega \hat{B} AN}{\sqrt{2}} \quad (1-42)$$

从式(1-42)可见,磁芯的尺寸以及绕组的匝数 N 一定,则 B 值决定于外加电压及工作频率。众所周知,电感量表示单位电流所耦合的磁通量,即

$$L = \frac{N \hat{\Phi}}{\hat{I}} \quad (1-43)$$

式中, \hat{I} 为交流电流的峰值。

在一个长度为 l ,截面积为 A 的环形磁芯上,具有匝数 N 的无损耗绕组,其电感量 L 为

$$L = \frac{N \hat{B} A}{\hat{I}} = \frac{NA}{\hat{I}} \mu_r \mu_0 \frac{N \hat{I}}{l} = \mu_r \mu_0 \frac{N^2 A}{l} = \mu L_0 \quad (1-44)$$

式中, L_0 表示在尺寸相同,但 $\mu = \mu_0$ 的磁芯上,绕有与上述相同匝数 N 的无损耗绕组后所具有的电感量。磁芯的磁导率为复数时,表示在交流磁化时,存在能量损耗,此时,绕组不是纯电抗,而有电阻分量,即

$$Z = j\omega L_s + R_s = j\omega L_0 (\mu'_s - j\mu''_s) \quad (1-45)$$

式中, R_s 为串联损耗电阻, L_s 为串联电感量, μ'_s 和 μ''_s 分别为串联复数磁导率的实数和虚数部分。

由此得

$$\omega L_s = \omega L_0 \mu'_s, \quad R_s = \omega L_0 \mu''_s$$

$$\text{tg} \delta_s = \frac{R_s}{\omega L_s} = \frac{\mu''_s}{\mu'_s} \quad (1-46)$$

式中, δ_m 为损耗角。

图1-28(a) 表示串联电感电路的等效电路及矢量图, 相应的并联电路如图1-28(b)。这两种等效电路中, 外加电压 U 和电流 I 的振幅和相位都是相同的。在并联情况下的导纳 Y 为

$$Y = \frac{1}{j\omega L_p} + \frac{1}{R_p} = \frac{\mu'_p}{j\omega L_0} + \frac{j\mu''_p}{\omega L_0}$$

所以 $\omega L_p = \omega L_0 \mu'_p$, $R_p = \omega L_0 \mu''_p$ (1-47)

式中, μ'_p 和 μ''_p 是并联磁导率的实数分量和虚数分量, 并联损耗角正切为

$$\tan \delta_m = \frac{\omega L_p}{R_p} = \omega L_p G = \frac{\mu''_p}{\mu'_p} \quad (1-48)$$

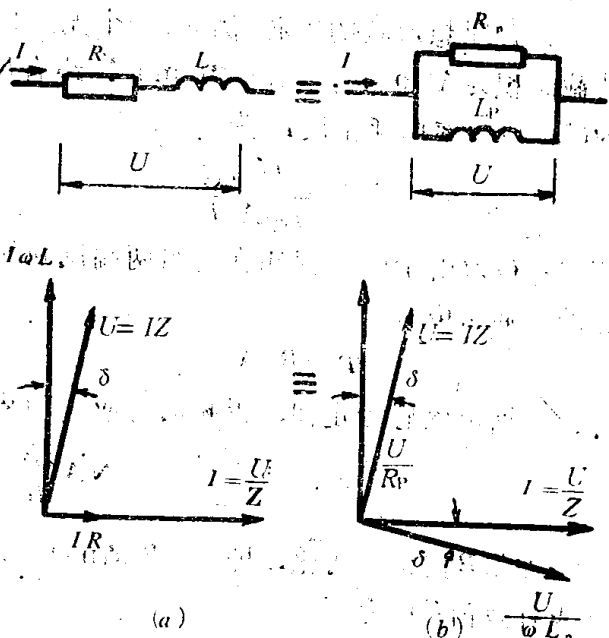


图1-28 串联电感电路 (a) 和并联电感电路 (b) 的等效电路及矢量图

根据图1-28中的串联阻抗和并联阻抗的转换关系, 可以得到复数磁导率的串联分量和并联分量之间的关系为:

$$\begin{aligned} \mu'_p &= \mu'_s (1 + \tan^2 \delta_m) \\ \mu''_p &= \mu''_s (1 + \frac{1}{\tan^2 \delta_m}) \end{aligned} \quad (1-49)$$

如果, $\tan \delta_m \ll 1$, 串联电感与并联电感之间的区别可以忽略不计, 从式 (1-44) 和 (1-48) 得

$$\tan \delta_m = \frac{\omega \mu_0 \mu_r N^2 A G}{l} \quad (1-50)$$

从式 (1-38) 得 $G = \frac{P_m A l}{U^2} \quad (1-51)$

于是 $\frac{\tan \delta_m}{\mu} = \frac{\mu_0 P_m}{\pi f B^2} \quad (1-52)$

由式 (1-52) 可见, 损耗因子 ($\frac{\tan \delta_m}{\mu}$) 由材料的特性所决定, 且与功率损耗密度 P_m , 工作效率 f 以及磁感应强度 B 有关。如果忽略涡流损耗, 则损耗因子与磁芯的形状和尺寸无关。

磁性材料的损耗主要是由三种损耗组成, 即: 由磁滞引起的损耗, 称为磁滞损耗; 由涡流引起的损耗, 称为涡流损耗; 第三种是由其他机构引起的损耗, 统称为剩余损耗。所以, 磁性材料的损耗因子 $\frac{\tan \delta_m}{\mu}$ 可以表示为

$$\frac{\text{tg} \delta_m}{\mu} = \frac{\text{tg} \delta_h}{\mu} + \frac{\text{tg} \delta_r}{\mu} + \frac{\text{tg} \delta_s}{\mu} \quad (1-53)$$

式中, $\frac{\text{tg} \delta_h}{\mu}$ 为磁滞损耗因子;

$\frac{\text{tg} \delta_r}{\mu}$ 为涡流损耗因子;

$\frac{\text{tg} \delta_s}{\mu}$ 为剩余损耗因子。

磁芯工作在雷利区时, 磁滞损耗因子与 \widehat{B} 成正比; 涡流损耗因子与 f 成正比; 剩余损耗因子与 \widehat{B} 和 f 无关, 对于各种材料, 都是一个常数。所以, 式 (1-52) 可以表示为

$$\frac{\text{tg} \delta_m}{\mu} = K_1 \widehat{B} + K_2 f + K_3 \quad (1-54)$$

式中, 系数 K_1 和 K_3 仅与材料的特性有关, K_2 除与材料特性有关外, 还与磁芯的形状和尺寸有关。下面, 分别讨论这三种损耗。

二、磁滞损耗

由于磁畴壁的不可逆位移和磁畴的不可逆转动, 引起磁滞损耗。将单位体积的材料磁化一周所引起的磁滞损耗等于磁滞回线的面积, 称此为磁滞损耗体密度, 用 W_h 表示, 于是有

$$W_h = \oint B \cdot dH \quad (1-55)$$

通常, 将式 (1-54) 的系数 K_1 用 η_B 代替, 称此为磁滞损耗系数, 即

$$\frac{\text{tg} \delta_h}{\mu} = \eta_B \widehat{B} \quad (1-56)$$

大多数线性磁性材料, 是在振幅很小的磁场下工作的, 它的峰值磁感应强度一般在 $0 \sim 1\text{mT}$ 范围内, 满足雷利关系。此时, 振幅磁导率与起始磁导率的关系为

$$\mu_s = \mu_i + v \widehat{H}$$

根据 §1.2 的讨论, 磁滞损耗体密度 W_h 为

$$W_h = \frac{4v \widehat{B}^3}{3\mu_0^2 \mu_s}$$

在交流磁化时, B 滞后于 H , $B \sim H$ 曲线呈椭圆形, 将这种关系叠加在原来的抛物线形的磁滞回线上, 磁滞功率损耗 P_h 可表示为

$$P_h = W_h f \quad (1-57)$$

根据式 (1-56), P_h 与 \widehat{B}^3 成正比。磁滞损耗亦可用串联损耗电阻 R_h 表示为

$$P_h = \frac{I^2 R_h}{A \cdot l} \quad (1-58)$$

式中, A 和 l 分别为磁芯的有效截面积和有效长度; I 为电流的有效值 $= \frac{\widehat{H} l}{\sqrt{2} N}$ 。

所以

$$R_h = \frac{P_h A_c l_c}{I^2} = \frac{4 \nu \hat{B}}{3 \pi \mu_0 \mu_a^2} \cdot 2 \pi f \cdot \frac{N^2 A \mu_0 \mu_a}{l_c}$$

$$= \frac{4 \nu \hat{B}}{3 \pi \mu_0 \mu_a^2} \cdot \omega L$$

由此得

$$\operatorname{tg} \delta_h = \frac{R_h}{\omega L} = \frac{4 \nu \hat{B}}{3 \pi \mu_0 \mu_a^2} \quad (1-59)$$

当 \hat{B} 的振幅很低时, 满足 $\mu_a \approx \mu_i$, 磁滞损耗因子 $\frac{\operatorname{tg} \delta_h}{\mu}$ 与 \hat{B} 成正比, 从式 (1-56) 可见, η_B 是一个常数。

若磁化场的振幅较大, $B \sim H$ 之间的非线性关系加剧, 使 B 的波形产生严重畸变, 则不能再用系数表示磁滞损耗, 而只能用单位体积的功率损耗来表示。可以用瓦特计或热量计测量磁滞损耗, 在进行这种测量时, 必须排除涡流损耗。由于涡流损耗与频率成正比, 而磁滞损耗与频率无关, 可以在几个较低的频率下, 测试损耗, 测试结果如果与频率无关, 则为磁滞损耗。另外, 由于磁滞与场强有关, 可以测试在某一固定频率下损耗随强的变化规律, 则这种损耗只有磁滞损耗, 并不包括涡流损耗。

三、涡流损耗

在导体中通过交变磁通, 要感生涡流, 引起能量损耗, 称此为涡流损耗。涡流损耗的大小与导体的形状和尺寸有关。将导体分割成互相绝缘的薄片或微粒, 以便限制涡流的路径, 降低涡流损耗。铁氧体属于半导体, 电阻率比金属磁体的高得多, 但在一定条件下, 在晶粒内部可能形成微涡流, 引起附加损耗。磁性材料的工作频率较低时, 涡流损耗体密度 P_F 为

$$P_F = \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{D^2}{2 \rho \beta} \quad (1-60)$$

式中, D 为垂直于 B 的导体平面的最小尺寸;

ρ 为材料的电阻率;

β 为系数: 对于厚度为 D 的薄片, $\beta=9$;

对于直径为 D 的圆柱体, $\beta=16$;

对于直径为 D 的球, $\beta=20$ 。

用正弦波激励时, $B = \hat{B} \sin \omega t$ 实际测得的电压为 $\frac{dB}{dt} = \frac{\omega \hat{B}}{\sqrt{2}}$

于是

$$P_F = \frac{(\omega \hat{B} D)^2}{4 \rho \beta} \quad (1-61)$$

设此时的涡流损耗电阻为 R_F , 则

$$R_F = \frac{P_F A_c l_c}{I^2} = \frac{\mu_0 \mu D^2 \omega}{2 \rho \beta} \cdot \omega L$$

所以

$$\operatorname{tg} \delta_F = \frac{R_F}{\omega L} = \frac{\mu_0 \mu D^2 \omega}{2 \rho \beta}$$

以及

$$\frac{\operatorname{tg} \delta_F}{\mu} = \frac{\mu_0 D^2 \omega}{2 \rho \beta}$$

所以, 涡流损耗因子与导体的尺寸 D 有关。

四、剩余损耗

根据上述讨论, 磁滞损耗和涡流损耗的特点是: $\lg \delta_h \propto B$, $\lg \delta_F \propto f$ 。

材料的总损耗角正切($\lg \delta_m$)随 B 和 f 的实际变化规律如图1-29所示。由图可见, 对于一般磁性材料, 当 $B \rightarrow 0$ 和 $f \rightarrow 0$ 时, 总损耗并不为零, 把这部分损耗称为剩余损耗。

铁氧体的电阻率高, 可以忽略涡流损耗。但是, $B \rightarrow 0$ 时, 仍存在一定的损耗。在这种情况下, 既然涡流损耗和磁滞损耗可以忽略, 则这部分损耗必然是剩余损耗。

铁氧体的剩余损耗包括自旋共振损耗、畴壁共振损耗、尺寸共振损耗等。有关这方面的一些损耗机理目前还在继续探索之中。我们将在第六章讨论自旋共振损耗、畴壁共振损耗以及尺寸共振损耗。

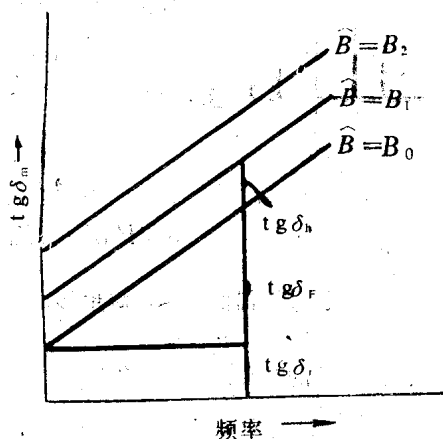


图1-29 损耗角正切随频率的变化

§ 1.7 用“逐段线性化”模型分析磁芯的工作状态

设计磁性器件时, 常常要根据材料的参数, 转换成器件的电压、电流特征, 可通过图解法或分析法来进行这种转换。在用分析法进行转换时, 由于磁性材料 $B \sim H$ 的非线性, 不可能用一个简单数学式表示 B 与 H 之间的全部关系。但是, 根据材料的 $B \sim H$ 曲线的特点, 通过“逐段线性化”模型, 在允许的误差范围内, 仍然可以用一个数学式表示 B 与 H 的整个特性。本节将以材料的四个基本物理量为出发点, 提出逐段线性化的表示式及其等效电路。并根据逐段线性化表示式, 计算矩形磁滞回线材料的磁滞损耗。

一、与逐段线性化有关的磁性材料的四个物理参数

图1-30表示作为“逐段线性化”模型的依据的材料的四个物理量, 它们是: 饱和磁感应强度 B_s ; 磁滞回线的静态宽度 H_0 ; 磁导率 μ 以及磁滞回线的动态宽度 H_d 。图1-30(a)的磁芯的 B 与 H 曲线呈矩形; 图1-30(b)的磁芯的 B 与 H 满足线性关系。每一种磁性材料, 都有特定的 B_s 值, 它的大小主要决定于材料的成分。它所对应的物理状态是材料内部的磁化矢量的取向达到完全并行。

材料的第二个参数是饱和磁滞回线的静态宽度 H_0 , 它相应于矫顽力 H_c , 是表示材料磁化的难易程度的量, 决定于材料的成分及缺陷(杂质、应力等)。

第三个参数是磁导率 μ , 它是磁滞回线上任何点所对应的 B 与 H 的比值, 与器件工作状态的关系十分密切。不同的磁化机构, 磁导率的大小及其变化规律有很大差别。例如, 一个无气隙的闭合磁芯, 如果它的 μ 为常数, 则材料磁化过程是由磁畴矢量的转动

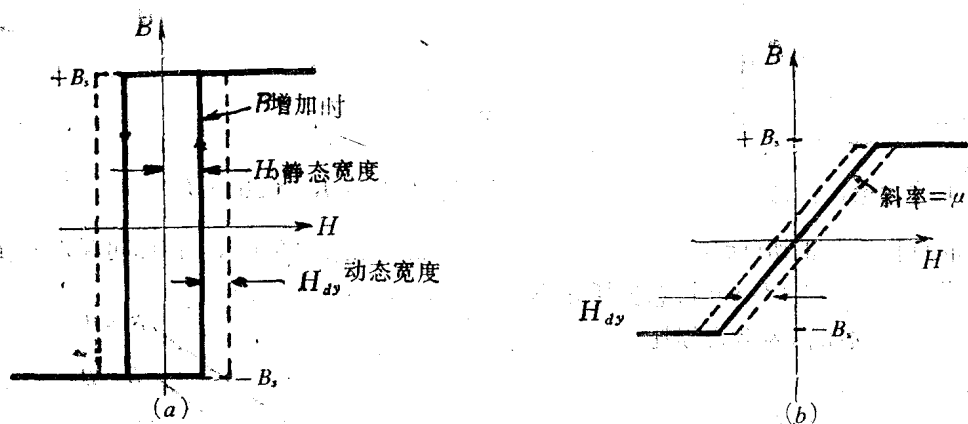


图1-30 作为逐段线性化模型的依据的材料的四个物理量 B_s 、 H_0 、 μ 和 H_{dy} 所代表的意义

(a) 磁芯的磁滞回线为理想矩形: $H = H_0 \left(\text{sgn} \frac{dB}{dt} \right) + H_{dy} \quad |B| < B_s$

(b) 磁芯的磁滞回线为理想线性: $H = \frac{1}{\mu} B + H_{dy}$

过程来实现的。

第四个参数是磁滞回线的动态宽度 H_{dy} ，它表示材料的动态损耗。静态磁滞回线所包围的面积等于磁滞损耗，与回线的静态宽度 H_0 成正比。实际测得的损耗比仅由磁滞损耗的大，其超过部分是由 $H_{dy} = g \cdot \frac{dB}{dt}$ (g 为动态损耗系数)的动态分量所造成，它与磁矩反转时引起的涡流有关。

由上述材料制成的磁芯的 $B < B_s$ 时，表示磁芯尚未饱和，此时，可以根据 H_0 、 μ 和 H_{dy} ，用下式表示 H 与 B 的关系

$$H = H_0 \left(\text{sgn} \frac{dB}{dt} \right) + \frac{1}{\mu} B + g \cdot \frac{dB}{dt} \quad (1-62)$$

式中， sgn 是正负函数，可以是正值或负值，决定于 B 值是增加还是减少。根据一般规律，图1-30(a)的磁滞回线是按逆时针形成的，在任何瞬时的磁状态是沿回线的右侧向上，左侧向下。该式第二项表示为得到 B 值所需的磁场强度，第三项是磁滞回线的动态宽度。

虽然式(1-62)的右侧由三项组成，但是，根据材料 B 与 H 的特性，这三项的大小差别较大。例如，材料的磁滞回线为矩形时， $\mu \rightarrow \infty$ ，所以，第二项为零；材料的磁滞回线为线性时， $H_0 = 0$ ，所以，第一项为零。

二、逐段线性化模型的等效电路

式(1-62)表示的是 B 与 H 的特性。为了转换成 $\int U dt$ 与 I 的特性，用 (l/N) 乘 H ，可得到 I 值；用 (NS) 乘 B ，得到 $\int U dt$ 值。先用 (l/N) 乘式(1-62)各项，得到 I 的表示式为

$$I = \frac{Hl}{N} = H_0 \left(\text{sgn} \frac{dB}{dt} \right) \frac{l}{N} + \frac{1}{\mu} \frac{Bl}{N} + g \cdot \frac{l}{N} \frac{dB}{dt}$$

用 $\left(\frac{NS}{NS}\right)$ 乘该式右侧各项, 得

$$I = \frac{H_0 l}{N} \left(\operatorname{sgn} N \frac{d\Phi}{dt} \right) + \left(\frac{l}{N^2 \mu S} \right) NBS + \frac{g \cdot l}{N^2 S} \frac{d(NBS)}{dt} \quad (1-63)$$

下面, 我们进一步分析该式右侧各项所代表的电量。在第一项中, $\frac{H_0 l}{N}$ 代表恒定电流 I_0 ; $\left(\operatorname{sgn} N \frac{d\Phi}{dt} \right)$ 表示由外加电压所决定的极性, 从而确定 I 的流向。第二项是电感量的倒数 $\left(\frac{1}{N^2 \mu S} \right)$ 与 $\int U dt$ 的乘积。第三项是电导 $\left(\frac{g \cdot l}{N^2 S} \right)$ 与电压 $\left(\frac{d(NBS)}{dt} \right)$ 的乘积, 可以简化成 GeU 。于是, 式(1-63) 可简化成

$$I = I_0 (\operatorname{sgn} U) + \frac{1}{L} \int U dt + G \cdot U \quad |\Phi| < \Phi \quad (1-64)$$

与该式相对应的等效电路如图1-31所示。这是将一个磁芯, 通过逐段线性化后的等效电路。电路包括的四个元件为: 电感器, 电导, 短路开关以及单向电流源。它们与材料的上述四个基本物理参数: 磁导率, 动态宽度, 磁饱和状态以及静态宽度相对应。逐项比较式(1-63)和式(1-64), 可进一步理解上述等效电路。下面, 对短路开关和电流网络作进一步说明。

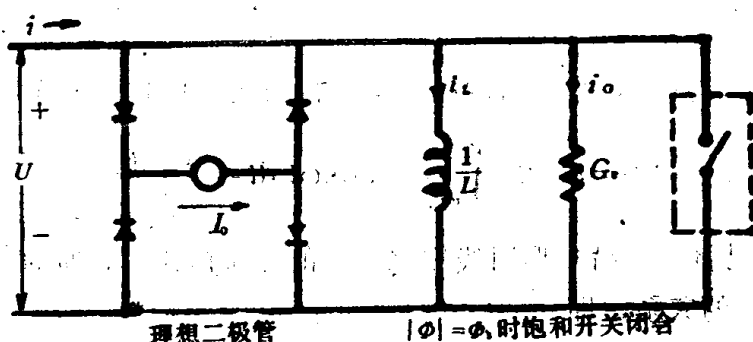


图1-31 将磁芯逐段线性化后的等效电路

当磁芯尚未达到饱和时, 等效电路中的各个元件具有正常功能。此时, 图1-31中的饱和开关处于开路状态。如果磁芯达到饱和状态, 此时开关闭合, 将输入端短路, 输入电压 $U=0$ 。因为电压与 $\frac{d\Phi}{dt}$ 成正比, 所以, 电压为零时相当于没有磁通变化, 这说明磁芯内的磁通已经达到了它的最大允许值。这种现象, 对于非线性器件, 十分重要; 对于线性器件, 则必须避免。

恒定电流 I_0 的大小决定于磁滞回线的静态宽度。对于一个由理想二极管组成的网络, 正负函数 ($\operatorname{sgn} U$) 所引起的电流方向是由输入电压的极性所控制的。理想的二极管在导通时的电压降为零。当 $|I| < I_0$ 时, 此反向网络使输入端短路, 其原因是: 当安匝数 NI 所产生的磁场强度 H 比磁滞回线的静态宽度 H_0 小时, 磁芯不反转。参考图1-31, 当 $I < I_0$ 时, I_0 通过二极管分流, 在输入端保持零电压。如上所述, 输入端电压为零相当于 $\frac{d\Phi}{dt} = 0$, 表示输入的励磁电流 I 不足以引起磁通变化。如果输入电流 I 超过, 则相当 I_0 。

位于对角线的一对二极管处于开路状态, 使输入电压得以保持, 从而有足够大的 $(I - I_0)$ 电流值通过并联支路的 L 和 G 。

三、根据逐段线性化的表示式计算矩形磁滞回线材料的磁滞损耗

设图1-31所示的电路中外加电压 U 按余弦律变化, 即

$$U = U_m \cos \omega t \quad (1-65)$$

将该式代入式 (1-64) 得

$$I = I_0 (\operatorname{sgn} U_m \cos \omega t) + \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t + G U_m \cos \omega t \quad (1-66)$$

式中, 右侧的三个并联支路中的电流, $I_0 (\operatorname{sgn} U_m \cos \omega t)$, $\frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t$ 以及 $G U_m \cos \omega t$ 之间的相位关系如图1-32所示。将式 (1-65) 与 (1-66) 相乘, 得到瞬时功率 UI 为

$$UI = U_m I_0 \cos \omega t + \frac{U_m^2}{\omega L} \sin \omega t \cos \omega t + G U_m^2 \cos^2 \omega t \quad (1-67)$$

根据该式的形式, 只有第一项和第三项具有平均值, 代表损耗功率, 其中, 将磁芯磁化一周的磁滞损耗, 即

$$W_h = \int_{\text{一周}} UI dt \quad (1-68)$$

将式 (1-67) 右侧第一项进行与式 (1-68) 那样的积分, 得到

$$W_h = 4 U_m I_0 \int_{\omega t=0}^{\pi/2} \cos \omega t dt = \frac{4 U_m I_0}{\omega} \quad (1-69)$$

W_h 是将磁芯沿矩形回线磁化一周的磁滞损耗。磁通的变化量 Φ 与电压的积分值存在下式所示的关系, 即

$$\Phi_m = \frac{U_m}{\omega} \quad (1-70)$$

所以, 式 (1-69) 可以改写成

$$W_h = 4 \Phi_m I_0 \quad (1-71)$$

因为 $\Phi_m = N B_m S$, $I_0 = \frac{H_0 l}{N}$, 所以有 $W_h = 4 B_m H_0 S l$

将式 (1-71) 乘以 f , 除以体积 V , 得到磁滞损耗密度 p_h 为

$$p_h = \frac{W_h}{V} \cdot f = 4 B_m H_0 f \quad (1-72)$$

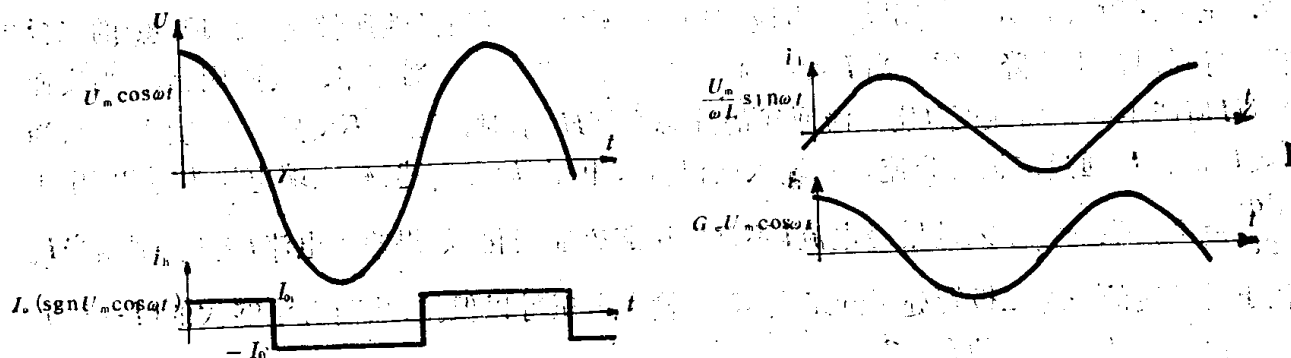


图1-32 磁化电流的三个分量与 $U(t)$ 的相位关系

本节所介绍的“分段线性化”模型, 是根据磁性材料的磁滞回线的特征, 把它的宽

度划分成三个区域，第一个区域由磁滞回线的静态宽度所确定；第二个区域由工作点的斜率所确定；第三个区域由动态宽度所确定。由此得到的表示式，即式(1-62)，是以材料的磁性参数 H_0 、 μ 和 g_0 为依据的。根据磁芯绕组的匝数 N 、磁化电流强度 I 以及磁芯的尺寸，可以得到相应的电气参数表示式，即式(1-64)以及相应的等效电路，如图1-31所示。这样，就可以根据磁芯的磁性参数、绕组的特性以及具体的工作条件，分析磁芯的工作状态并估计磁性器件的电气特性。这种方法对工程设计是很适用的。

§ 1.8 根据材料的磁性参数确定器件的电气参数

在设计软磁器件时，首先要根据电路的要求确定器件的电压~电流特性。器件的电压~电流特性与磁芯的几何形状及磁化状态的关系十分密切。设计者必须熟悉材料的磁化过程并掌握材料的磁性参数与器件电气参数的转换关系。

设计磁性器件通常包括三个步骤，即正确地选用磁性材料；合理地确定磁芯的几何形状以及根据磁性参数要求，模拟磁芯的工作状态得到相应的电气参数。

所谓材料的特性，是指材料的本征特性，它与器件的几何形状无关。当材料制成器件以后，必须考虑磁芯的几何形状对器件的电压~电流所产生的影响。

一、从材料的磁性参数转换成器件的电气参数

闭合磁通通过一个理想的环形磁芯时所具有的电压~电流特性与磁芯的磁通量和磁动势密切相关。

通过磁芯的任一截面的总磁通 Φ 等于磁感应强度 B 的面积分，即 $\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S}$ 。若假定 B 垂直于横截面积，而且是一个常量，故可以将 B 从积分号中移出，简化成 $\Phi = B \cdot S$ 。

同理，围绕磁芯的总磁位降 F 是磁场强度 \vec{H} 沿磁路长度方向的线积分，即 $F = \int \vec{H} \cdot d\vec{l}$ 。

假定 H 与 l 平行，而且是常数，则 H 亦可从积分号中移出，上式简化成 $F = H \cdot l$ 。

对于截面均匀、不包含气隙的所有磁路，都可以通过以上两式求出 Φ 和 F 的值。图1-33表示从材料的本征特性(图1-33(a))转换成磁芯的特性(图1-33(b))最后转换成器件的特性(图1-33(c))的过程。将图1-33(a)的纵坐标乘磁芯的截面积，横坐标乘磁芯的

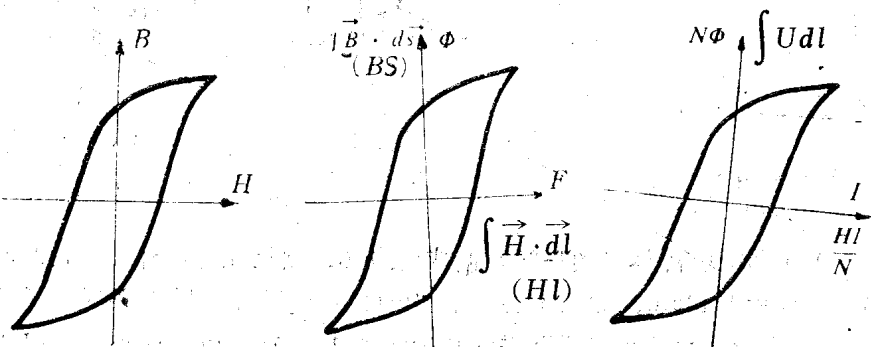


图1-33 磁性材料的率本征特 (a) (斜率量纲为磁导率)；一定形状的磁芯的特性 (b) (斜率量纲为磁导率)；一定形状的磁芯和绕有 N 匝线圈的磁芯的特性 (c) (斜率量纲为电感量)

长度, 分别得到图1-33(b)的纵坐标和横坐标。显然, 图1-33(a)与图1-33(b)之间的转换决定于磁芯的尺寸。而图1-33(b)与图1-33(c)之间的转换则决定于磁芯绕组的匝数。器件的最终设计步骤是要确定线圈的匝数 N 并根据纵坐标的 $N\Phi = \int U dt$ 和横坐标的 $F/N = I$ 来确定器件的电气参数。

现在来考虑图中各个曲线的斜率所代表的意义。图1-33(a)所示曲线的斜率具有磁导率 μ 的量纲, 这是因为该图纵坐标为 B , 横坐标为 H , 而 $\mu = \frac{B}{H}$ 或 $\mu = \frac{dB}{dH}$; 图1-33

(b)的曲线斜率具有磁导 P 的量纲, 该图纵坐标为 Φ , 横坐标为 F , 而 $P = \frac{\Phi}{F} = \frac{BS}{Hl}$
 $= \frac{\mu S}{l}$, 而图1-33(c)中曲线的斜率具有电感量 L 的量纲, 这是因为该图横坐标为器件工作电流, 而 $L = \frac{\int U dt}{I}$ 。如果磁芯的磁导率 μ 已知, 线圈的匝数 N 已知, 都可以根据 $L = N^2 P$ 求出电感量 L 。

下面我们进一步用实例来说明。

例1: 用厚度为 $5.08 \times 10^{-3} \text{cm}$, 宽度为 0.635cm 的含50% Ni-Fe成的合金带(磁滞回线如图1-34所示)卷绕成一个内径为 2.54cm , 外径为 3.175cm 的磁芯(结构如图1-35所示), 试求出磁芯的有关参数。

解: 采用国际单位制, 从图1-34和图1-35中取得下列参数: $B = 1.4 \text{T}$; $H = 12 \text{A/m}$; 磁路的平均长度 $l = 8.97 \times 10^{-2} \text{m}$; $S \leq 2.0 \times 10^{-5} \text{m}^2$; $N = 200$ 匝; $\Phi = BS = 2.80 \times 10^{-6} \text{Wb}$; $F = Hl = 1.08 \text{A}$ 。因此得到 $N\Phi = \int U dt = 5.60 \times 10^{-3} \text{V} \cdot \text{s}$; $I = \frac{F}{N} = \frac{1.08}{200} = 5.4 \text{mA}$

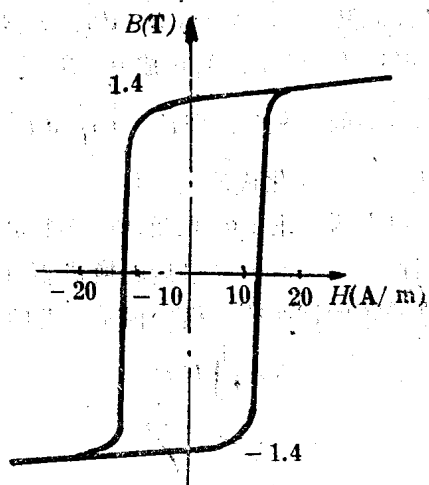


图1-34 50%Ni-Fe合金的静态磁滞回线

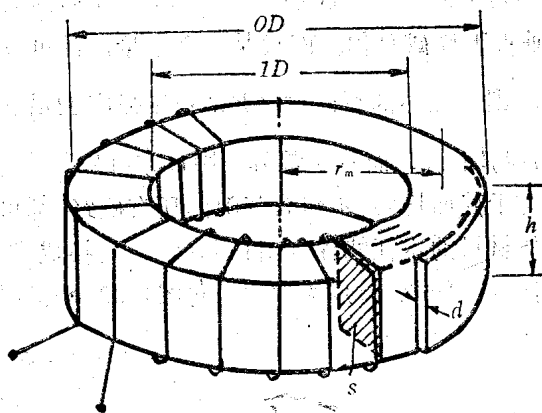


图1-35 环状卷绕形磁芯(其有效横截面积近似地表示为 $\frac{1}{2}(\text{外径}-\text{内径})h$)

例2: 用Mn-Zn铁氧体(图1-36)制成的磁芯, 其尺寸为: 外径 $=1.27 \text{cm}$; 内径 $=0.71 \text{cm}$; 高度 $=0.48 \text{cm}$ 。如果需要获得 10mH 的电感量, 则其匝数应为多少?

解: 根据上面给定尺寸可得磁路平均长度 $l = 3.11 \times 10^{-2} \text{m}$; 有效截面积 $S = 0.134 \times 10^{-5} \text{m}^2$ 。根据关系式 $L = N^2 P$ 可以得到 N 。式中的磁导 P 由 $\frac{\mu S}{l}$ 求得。据图1-36得到

SI制的 μ 值为 $\mu_0 = 2\pi \times 10^{-8}$, 所以 $P = 2.70 \times \frac{\mu H}{N^2}$, $N = \left(\frac{L}{P}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 61$ 匝.

二、磁性器件的特点

磁性器件与其它元件有很多相似之处。例如一个电阻器的电导 G 等于通过其中的电流 I 与电阻器两端电压 U 的比值。而电流 I 为电阻器截面上的电流密度 $\vec{\sigma}$ 对面积的积分, 表示为 $I = \int \vec{\sigma} \cdot d\vec{S}$ 。电压 U 等于电场强度 \vec{E} 沿电阻器长度的线积分, 表示为 $U = \int \vec{E} \cdot d\vec{l}$ 。对于长度为 l , 截面积为 S 的均匀截面的电阻器, 电导 G 可以表示成 $\frac{gS}{l}$, 式中 g 表示电阻器材料的电导率。

一个平板电容器, 若介质的介电常数为 ϵ , 电容器面积为 S 以及极板间的距离为 l 。由于极板上的电荷等于电通量密度 D 的面积分, 即 $Q = \int \vec{D} \cdot d\vec{S} = \epsilon ES$; 电容器极板上的端电压 U 等于电场强度 \vec{E} 的线积分, 即 $U = \int \vec{E} \cdot d\vec{l} = El$, 故得到 $C = \frac{Q}{U} = \frac{\epsilon S}{l}$ 。

一个磁导率为 μ 的磁性器件, 若截面为 S , 长为 l , 根据以上的分析可知, 磁导 P 可以表示成 $P = \frac{\mu S}{l}$ 。由此可知, 电导、电容量和磁导

三个参数具有完全相似的关系。以上说明磁性器件与其它元件具有非常相似的特性。但是磁性器件与电阻器、电容器相比也存在着明显的区别。大多数导体的电导率约为空气的 $10^{14} \sim 10^{19}$ 倍, 所以当电流通过导体时, 总是集中在导体内部而不必考虑通过空气传输的漏电流。对磁性材料来说, 它的磁导率仅为空气的 $10^2 \sim 10^5$ 倍, 如果磁路内包含有气隙, 则气隙中将存在明显的漏磁通, 使磁路的磁阻增加, 并可能造成磁路的各个截面上的磁通量不等, 影响器件性能。因此, 如何根据具体的器件结构来估算漏磁通, 并设法减少漏磁通是设计磁性器件的关键所在。

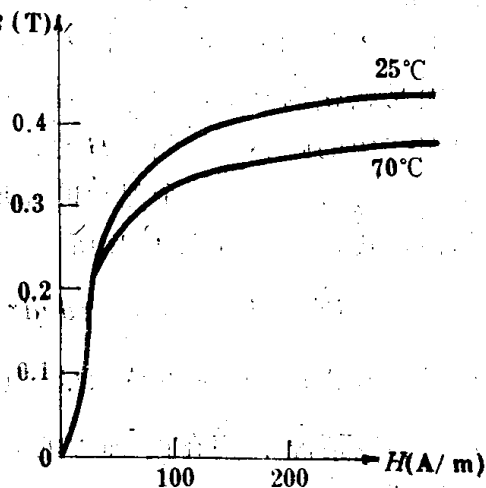


图1-36 Mn-Zn铁氧体的磁化曲线

三、磁芯的理想几何形状

所谓磁芯的理想几何形状是指能够满足漏磁通为最小的磁芯形状。如何获得磁芯的理想几何形状, 是器件设计中要解决的重要问题。

由麦克斯韦方程可知, 凡是存在体电荷密度 ρ 的空间, \vec{D} 矢量具有散度特性。即 $\nabla \cdot \vec{D} = \rho$ 。电力线从正电荷出发, 终止于负电荷。与此相反, \vec{B} 矢量满足的关系为 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, 这表示 \vec{B} 矢量并不具有散度特性, 说明不存在自由磁荷, 即 \vec{B} 矢量是无头无尾的。所以, 为 \vec{B} 矢量提供的最简单的磁路应是闭合磁路, 通常用一个截面均匀的环形磁芯作为 \vec{B} 矢量的通路。

根据 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, 并考虑到 $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$, 得到

$$\nabla \cdot \vec{H} = -\nabla \cdot \vec{M} \quad (1-73)$$

这里说明, 虽然 \vec{B} 矢量是无头无尾的, 但是磁场强度 \vec{H} 与磁化强度 \vec{M} 的散度有关, 它可以终止在磁极上。若用圆柱坐标表示, $\nabla \cdot \vec{M}$ 可表示为

$$\nabla \cdot \vec{M} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r M_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} M_\varphi + \frac{\partial}{\partial z} M_z \quad (1-74)$$

对于环形磁芯, 仅存在 M_φ 分量, 由上式可知, 要用 $\nabla \cdot \vec{M} = 0$, 就要求 M_φ 与 φ 角无关, 即要求有一个均匀的磁路, 而且不包含气隙。因此, 要设计一个理想几何形状的磁芯, 就是要解决磁芯截面上的 M_φ 与 φ 无关的问题。

四、B分布不均匀时磁通量的计算方法

在本节开始, 我们假设 B 与横截面垂直, 而且是一个常数, 所以通过截面的总磁通 $\Phi = BS$ 。实际上, 大多数磁性器件的磁芯截面上的 B 是不均匀的。引起 B 不均匀的主要原因是磁化场 H 不均匀, 而且, 即使是具有理想结构的磁芯和绕组, H 的分布亦不可能是完全均匀的。设一个理想的环形磁芯, 其几何形状和尺寸如图1-37所示。磁芯的面积增量 dS 为

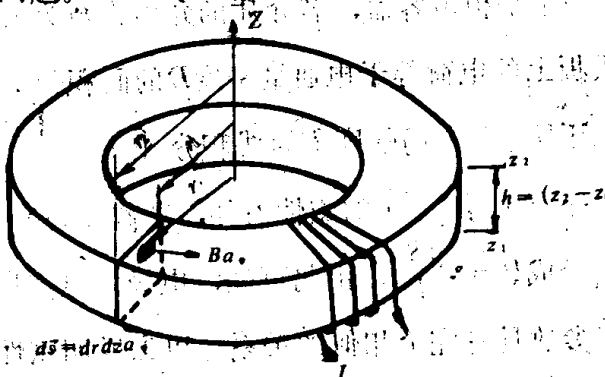


图1-37 理想环形磁芯的几何形状及尺寸

$$d\vec{S} = d\vec{z} \times d\vec{r} = dz dr \hat{a}_\varphi \quad (1-75)$$

式中, \hat{a}_φ 为沿 φ 方向的单位矢量, 它与 $d\vec{S}$ 垂直。

在多数情况下, \vec{B} 在截面上的分布并不均匀, 但方向保持不变, 所以, 整个截面上的 B 可以写成

$$\vec{B} = B \hat{a}_\varphi \quad (1-76)$$

磁通的增量 $d\Phi$ 为

$$d\Phi = B dS = B dr dz \quad (1-77)$$

通过磁芯的总磁通量 Φ_c 为

$$\Phi_c = \int \int d\Phi = \int_{z=z_1}^{z_2} \int_{r=r_1}^{r_2} B dr dz \quad (1-78)$$

设磁芯在 $B = B_s$ 时达到饱和, 则上式达到极限值 Φ_s ,

$$\begin{aligned} \Phi_s &= B_s (r_2 - r_1) (z_2 - z_1) \\ &= B_s h (r_2 - r_1) \end{aligned} \quad (1-79)$$

现在我们来分析作用于理想环形磁芯上的磁场强度 \vec{H} 的分布。设通过图1-35所示的磁化线圈中的电流强度为 I , 由此产生的磁场强度 H 与坐标 φ 无关。 H 只有 φ 分量, 并且与半径成反比。可见, 只要磁芯的内外半径不相等, 作用在截面上的磁场强度 H 也就不相等, 从而在截面的不同部位产生不同的磁感应强度。对于 $B \sim H$ 为矩形和 $B \sim H$

为线性的两种材料， B 在截面上的分布状态及磁通量的计算方法如下：

1. $B \sim H$ 为矩形的磁芯的磁通量计算法

根据逐段线性化模型， H 与 B 的关系为

$$H = H_0 \left(\operatorname{sgn} \frac{dB}{dt} \right) + \frac{1}{\mu} B + g_0 \frac{dB}{dt} \quad |B| < B_s$$

由于材料的磁滞回线为矩形，所以 $\mu \rightarrow \infty$ ，设 $g_0 = 0$ ，则得到

$$H = H_0 \left(\operatorname{sgn} \frac{dB}{dt} \right) \quad |B| < B_s \quad (1-80)$$

如果磁化电流 $I = I'$ ，则截面上半径为 R 处的磁场强度 H 为

$$H(R) = H_0 = \frac{NI'}{2\pi R} \quad r_1 \leq R \leq r_2 \quad (1-81)$$

由于磁场强度 H 与半径成反比，且磁滞回线为矩形，故得到图1-38所示的两个稳定磁化状态。由图可知，在 $r < R$ （平均半径）的范围内，受到较强的磁场作用， $B = B_s$ ；在半径 $r > R$ 的范围内，受到较弱的磁场作用， $B = -B_s$ 。将两种磁化状态代入式（1-78）后，得到

$$\Phi_c = B_s h [2R - (r_1 + r_2)] \quad (1-82)$$

式中， R 由式（1-81）确定，其表达式为

$$R = \frac{NI'}{2\pi H_0} \quad (1-83)$$

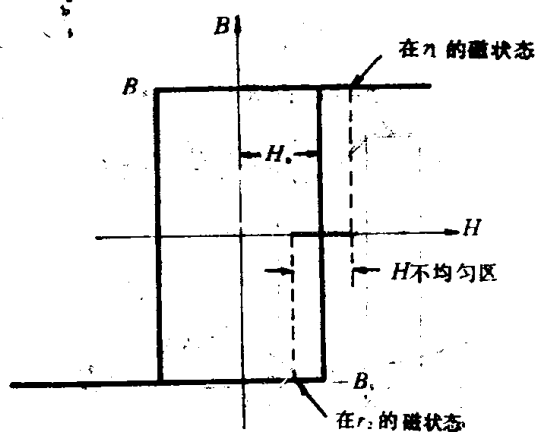
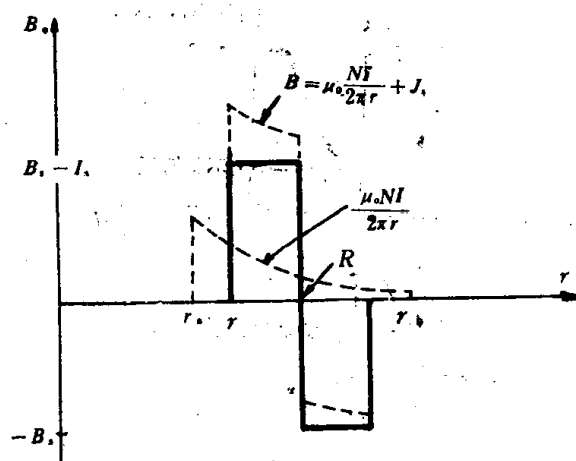


图1-38 矩形磁滞回线的材料在受到不均匀磁场作用后产生的两种磁化状态



1-39 矩形磁滞回线材料的 B_s 值随半径的变化（实线表示两种磁化状态；虚线表示磁场强度随 r 的变化）

矩形磁滞回线材料的 B_s 随半径而变化的规律如图1-39所示。

磁芯受到不均匀磁场强度作用后出现的上述结果可以用图1-40表示。由该图可知，随着畴壁向外运动，逆时针方向的磁通增加。设磁芯的本征磁感应强度 B_i 与 φ 的取向平行或反平行， B_i 的变化通过畴壁的移动来实现。由于外加磁场强度 H 与 B_i 都在 $+\varphi$ 或 $-\varphi$ 方向上，使作用力矩 $(\vec{B}_i \times \vec{H})$ 为零，但是由于磁畴壁内的自旋取向是逐步过渡的， \vec{H} 对这些自旋的作用力矩不为零，所以将引起畴壁位移。

2. $B \sim H$ 为线性的磁芯的磁通量计算法

$B \sim H$ 为线性的材料，磁滞回线的静态宽度 H_0 为零，动态损耗可以忽略，动态损耗

系数 g 为零。 $B \sim H$ 之间的关系表示为

$$B = \mu H \quad |B| < B_s \quad (1-84)$$

在如图1-35所示的磁化线圈中通过电流强度 I 后将产生不均匀磁场强度，这种磁场强度使磁环内的 B 形成不均匀分布。图1-41表示 $B \sim H$ 为理想线性的磁性材料的磁化曲线。由该图可知，在 $r \leq R$ 的范围内， $B = B_s$ ，达到饱和，在 $r \geq R$ 的范围内， $B =$

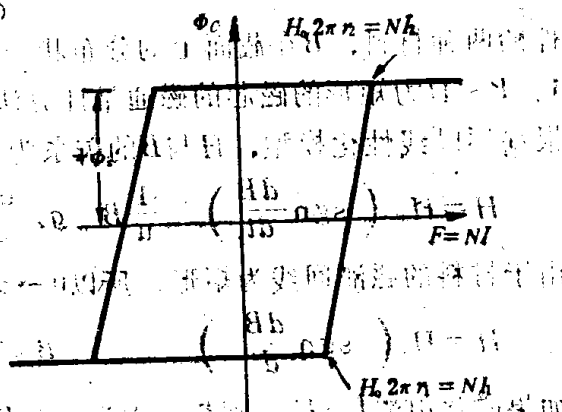


图1-40 矩形磁滞回线磁芯的 $\phi_c - F$ 回线

μH ，其中 $H = \frac{NI}{2\pi r}$ ，即 $B < B_s$ 。由图1-41可见，在同一个截面内，当部分区域已经达到饱和时，另一部分区域尚处于未饱和状态， B 值将随截面的半径而变化，其规律如图1-42所示。通过磁芯的总磁通量 Φ_c 为

$$\Phi_c = h \int_{r_1}^{r_2} B dr = h \left[B_s (R - r_1) + \int_R^{r_2} B dr \right] \quad (1-85)$$

其积分结果为

$$\Phi_c = h \left[B_s (R - r_1) + \frac{\mu NI}{2\pi} \ln \frac{r_2}{R} \right] \quad (1-86)$$

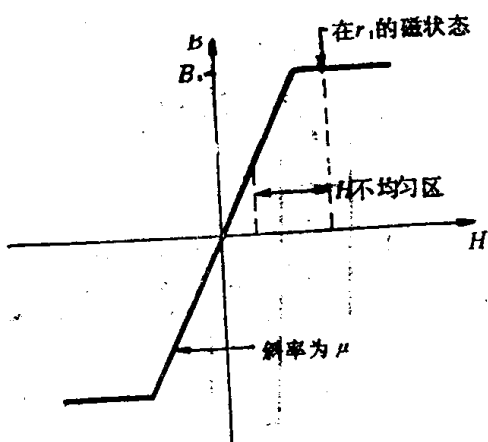


图1-41 $B \sim H$ 为理想线性的磁性材料的磁化曲线

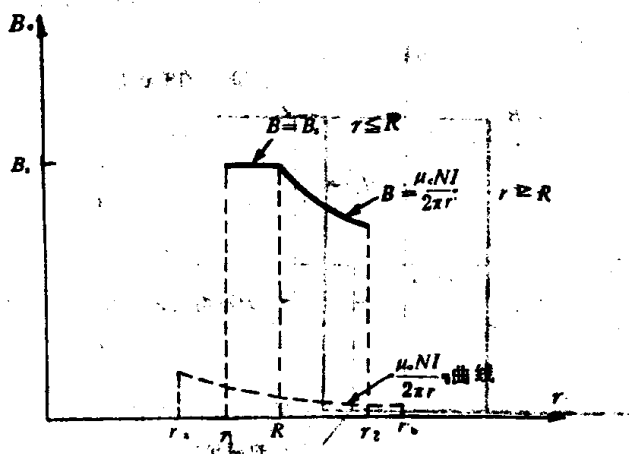


图1-42 $B \sim H$ 为理想线性的磁性材料的磁芯的 B_s 随半径 r 的变化

当磁化电流较小时，不足以将磁芯磁化到饱和，这时的磁通分布如图1-43所示。当 $I < I_1$ 时，式(1-86)右侧方括号中的第一项为零，因而磁芯在达到饱和以前的磁导 P 为

$$P = \frac{\Phi}{F}$$

或

$$P = \frac{\Phi}{NI} = \frac{\mu h}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (1-87)$$

磁芯受到不均匀磁场强度作用后出现的结果可以用图1-44所示的磁畴结构及其变化过程来说明。由于这时磁芯内只有沿半径方向和 z 方向取向的磁畴，当 $H = 0$ 时， $B_z = 0$ 。当加上沿 ϕ 方向取向的磁场强度以后，沿 r 方向和 z 方向取向的磁畴将产生旋转变化，出现 ϕ 方向的分量。

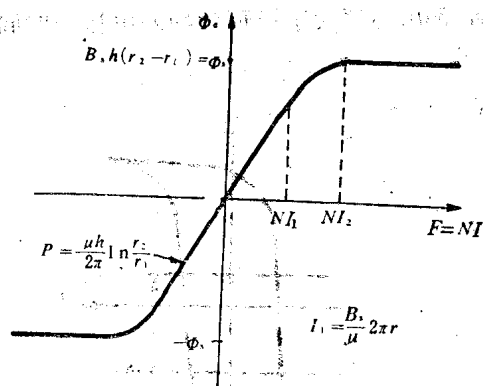


图1-43 $B \sim H$ 为理想线性的磁性材料制成的
的环形磁芯的磁通量的分布曲线

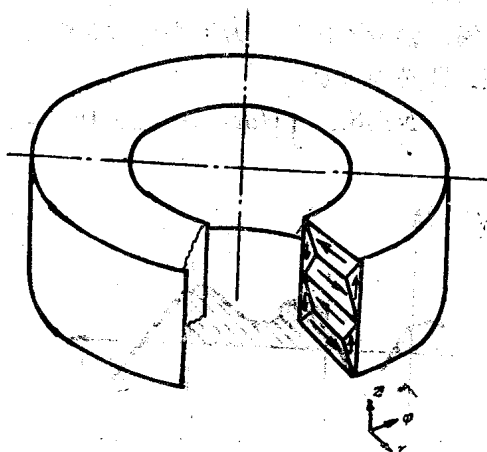


图1-44 $B \sim H$ 为理想线性的磁性材料制成的
的磁芯具有的磁畴结构图

3. 漏磁通的计算

磁芯上绕组耦合的磁通包括磁芯内的磁通和磁芯外的漏磁通两部分。显然，在磁芯上每匝绕组形成的磁通总和可以通过增大积分区间计算得到，积分区间包括了各匝线圈所包围的总面积。这就使得式 (1-78) 的积分结果中增加了一项通过空气的磁通量 Φ_a ，并具有 $\Phi_a = B_a(S_a - S_c)$ 的关系。式中， S_a 表示线圈的面积， S_c 表示磁芯的面积， B_a 表示平均磁感应强度。

当绕组被紧密绕制在高磁导率的磁芯上时，可以忽略分布在空气中的磁通。

五、磁饱和条件下的电气参数

磁饱和是用磁感应强度的饱和值来表示的。饱和磁感应强度的积分值及其对应的电气参数——电流和电压是磁性器件的重要参数。

设绕组的匝数为 N ，磁芯的截面积为 S_c ，通过单位面积的磁感应强度为 B ，则通过磁芯的总磁通量 $\Phi = NBS_c$ 。通过此关系式可以将磁性参数与电气参数联系起来。因为磁通量等于感应电压的积分，即 $\Phi = \int U dt$ ，所以只要得到电压的积分值，就得到了相应的总磁通量。当磁芯处于饱和状态时，绕组两端的电压与时间的乘积正比于磁芯中的磁通量的最大值。这是设计非线性磁性器件的重要参数。

1. 磁通量的增量

设计磁性器件的关键是如何根据电压波形所包围的面积来确定 $\Phi \sim I$ 曲线所对应的纵向坐标位移量。例如，图1-45表示从 t_1 到 t_2 的时间间隔内的磁通量的变化规律，这时的磁通变化量可以表示为

$$\Delta\Phi = \int_{t_1}^{t_2} U dt = \Phi(t) \Big|_{t_1}^{t_2} = \Phi(t_2) - \Phi(t_1) \quad (1-88)$$

上式得到的 $\Delta\Phi$ 与图1-45(b)所示的增量 $\Delta\Phi$ ，具有相同的数值。

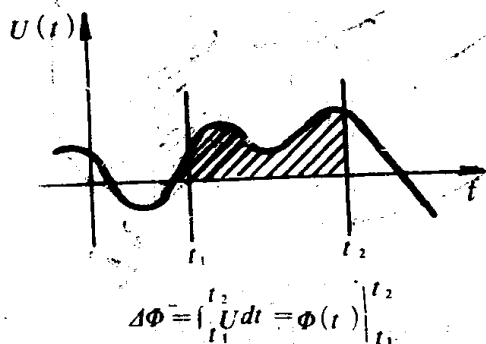
下面举例说明：

例3：用振幅为10V，持续时间为2 μ s的矩形脉冲源磁化一个变压器，设此变压器的磁芯满足 $B = \mu H$ 关系，磁芯的起始状态位于 $\Phi \sim I$ 坐标的原点，试确定为了避免磁芯饱

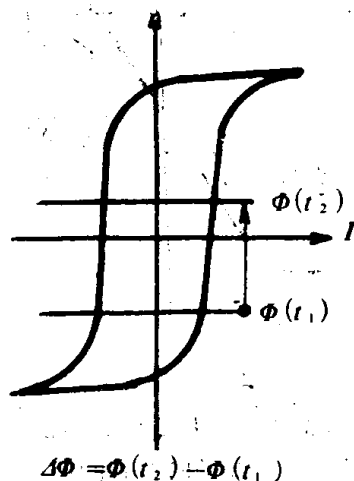
和所需的 Φ_s 值。

解：参考图1-46，为了避免磁芯饱和，磁通量 Φ 必须大于矩形脉冲的电压与时间的乘积，即必须满足：

$$\Phi_s = NB_s S_c \geq \int U dt = 10 \times 2 \times 10^{-6} = 2 \times 10^{-5} \text{ V} \cdot \text{s}$$



(a) 电压波形变化的面积

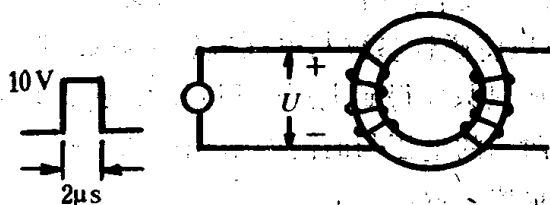


(b) 磁通量的变化

图1-45 电压波形所包围的面积的变化与磁通量变化之间的关系

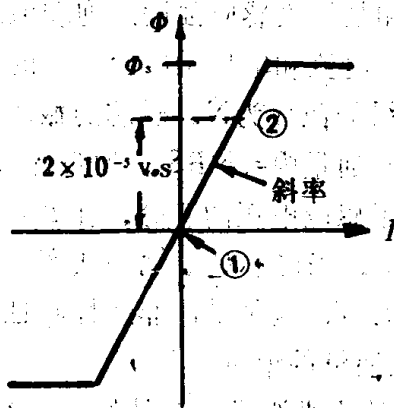
2. 磁芯受到周期磁场作用时的磁通量

当磁芯受到波形对称、极性交变的电压作用时，在半波范围内，磁通量是一个正负峰对称的波形(图1-47)，其最大面积为 $\Delta\Phi = \int_0^{\frac{T}{2}} U(t) dt$ 。由图可知， $U(t)$ 为矩形波，其振幅为 V ；周期为 T ；每半个周期内的磁通量增量 $\Delta\Phi = \frac{VT}{2}$ 。对矩形电压波积分得到三角形波，它的峰对峰的幅度是 $\frac{VT}{2}$ 。



(a)

(a) 振幅为10V、持续时间为 $2\mu\text{s}$



(b)

(b) 起始条件在原点， $\Phi_s = NB_s S_c$ 必须不超过 $2 \times 10^{-5} \text{ V} \cdot \text{s}$ 才能避免饱和

图1-46 例3的图解

因为在磁芯中磁通量的最大变化是从 $-\Phi$ 到 $+\Phi$ ，所以受到波形为对称的交变电压磁化时，为了不出现饱和，磁通量的变化应小于磁芯中 Φ 的最大变化值，这种关系可以用下式表示

$$\frac{VT}{2} \leq \Delta\Phi_{\text{max}} = 2\Phi_s = 2NB_s S_c \quad (1-89)$$

对于正弦电压, $U(t) = A \sin \omega t$, 其积分值为

$$\int_0^t U dt = \frac{A}{\omega} \int_0^t \omega \sin \omega t dt = -\frac{A}{\omega} \cos \omega t \quad (1-99)$$

积分限为 $0 \sim \pi$ 时, 峰对峰的振幅为 $\frac{2A}{\omega}$ 。

下面用实例来进一步说明:

例 4: 当使用一个 5 V , 400 Hz 的矩形波磁化具有矩形磁滞回线的磁芯, 磁化电流 $I_0 = 5 \text{ mA}$, 磁芯的饱和磁通量 $\Phi_s = 5 \times 10^{-3} \text{ V} \cdot \text{s}$, 试求

- 1) 电路的工作状态;
- 2) 当外加 5 V 的矩形波时, 为了不使磁芯饱和所需要的最低工作频率。

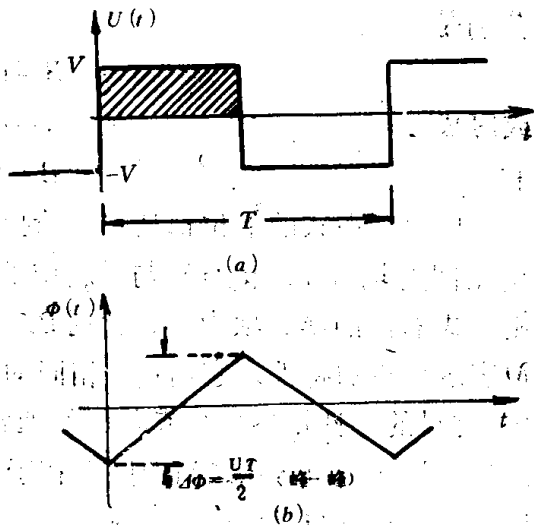
解: 1) 根据电压的积分值得到

$$\int_0^T \frac{1}{2} U dt = \frac{VT}{2} = 6.25 \times 10^{-3}$$

电路的工作状态相当于一个 5 V 电池与 5 mA 的恒流源相串联, 而恒流源每隔半周改变一次极性。图 1-48 表示了 $U(t)$ 、 $i(t)$ 和 $\Phi(t)$ 的波形, 同时在电压波形及 $\Phi \sim I$ 曲线上指明了时标点。

2) 当 $\frac{T}{2} = 2 \text{ ms}$ 时, $\frac{VT}{2} = 2\Phi$

所以 $f = \frac{V}{4\Phi} = 250 \text{ Hz}$, 这是最低的工作频率。



(a) 电压波形 (b) 磁通波形

图 1-47 电压波的半个周期所对应的磁通量的增量

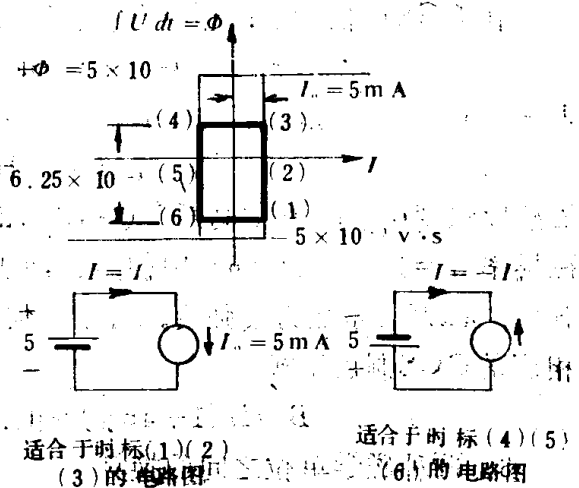
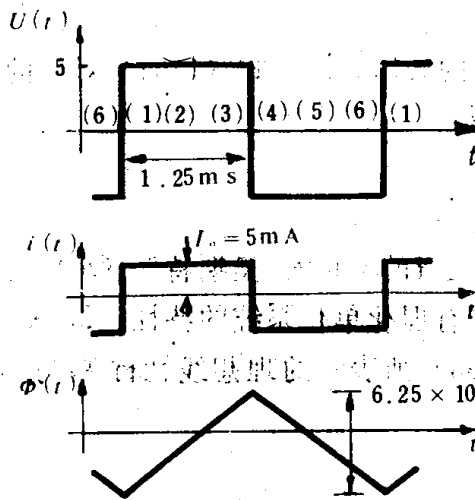


图 1-48 例题 4 的图解

六、单位制及其转换

由于磁学单位比较复杂, 且易混淆, 故在此作进一步阐明。

1. MKS 制或国际单位制中的磁学单位

在磁性材料内部, 矢量 B 和 H 的取向有时并不相同, 因此, 必须将由材料贡献的 B 与由外磁场贡献的 B 分别表示。在国际单位制系统中, 有两种磁感应强度的表示式, 它们分别是

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (1-91)$$

或写成
和

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 H + B_i \\ B &= \mu_0 H + J \end{aligned} \quad (1-92)$$

以上关系式的单位都是“特斯拉”(T)或每平方米韦伯(Wb/m^2), 它们等于自由空间的场分量($\mu_0 H$)与材料中的场分量(B_i 或 J)的总和。如果没有出现磁性材料, 则上式右侧的第二项为零, 此时 B 和 H 通过 μ_0 互相联系。在式(1-91)中, 用磁化强度 M 表示材料的特性, 它与 H 有相同的量纲, 单位为每米的安培数(A/m)。在式(1-92)中, 材料的特性用参数 B_i 或 J 表示, 通常称此为本征磁感应强度。由该式可以看出, B 和 B_i 的量纲相同。 M 与 B_i 之间的区别在于: M 表示磁极化强度, 而 B_i 则表示由 M 引起的磁感应强度。 B_i 值与材料的磁导率有关, 所以 B_i 有时比 M 大几个数量级。对于磁化强度与外磁场强度成正比例的理想线性材料, 可以用磁化率表示 $M \sim H$ 之间的关系, 即

$$M = \chi H \quad \text{或} \quad B_i = \mu_0 \chi H \quad (1-93)$$

无论是由式(1-91)或式(1-92)都可以得到同样的结果, 即

$$B = \mu_0 H (1 + \chi) = \mu_0 \mu_r H = \mu H \quad (1-94)$$

式中, μ 为绝对磁导率; μ_r 为相对磁导率。

大多数磁性材料的 $M \sim H$ 的关系是非线性的。通常可以从总量中扣除磁感应强度在自由空间的分量, 得到材料的本征磁感应强度 B_i , 即

$$B_i = B - \mu_0 H$$

或

$$M = \frac{B}{\mu_0} - H \quad (1-95)$$

2. CGS单位制中的磁学单位

在CGS单位制中, 亦具有两种磁感强度的表示式, 与式(1-91)对应的表示式为

$$B = H + 4\pi M \quad (1-96)$$

与式(1-92)对应的表示式为

$$B = \mu_0 H + B_i \quad (1-97)$$

磁感应强度 B 的单位是“高斯”(Gs), 磁场强度 H 的单位是“奥斯特”(Oe), 自由空间的磁导率 $\mu_0 = 1$ 。式(1-96)中的因子 4π 表示非有理化单位系统的特性。 M 表示磁极化强度, $4\pi M$ 表示磁力线强度。对于由式(1-93)所表示的理想线性材料与式(1-94)相应的CGS制表示式为

$$B = H (1 + 4\pi \chi) = \mu H \quad (1-98)$$

3. 两种磁学单位之间的换算

B 的单位转换比较简单, 它仅包括因子 10^4 。如果磁感应强度为1T, 转换成CGS制时为10000Gs。 H 的单位转换较为复杂, $4\pi \text{Oe}$ 的磁场强度转换成SI单位制时为 10^3A/m , 即1Oe的磁场强度为 $79.58 \text{A/m} = \frac{10^3}{4\pi} (\text{A/m})$ 。

例5:

1) 已知地磁场的磁感应强度为 $\frac{1}{2}\text{Gs}$, 包括水平分量和垂直分量, 将其转换成系CGS单位制和SI单位制的值。

解: 因为这里指的是自由空间, 磁场强度 H 的CGS单位是 $\frac{1}{2}\text{Oe}$, 在国际单位制结统中, 磁感应强度 B 为 $5 \times 10^{-5}\text{T}$, 磁场强度 H 约为 $40\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

2) 用磁场强度 $H = 10^3\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ 去磁化一个相对磁导率 $\mu_r = 50$ 的理想磁路, 设该磁路构满足式 (1-92) 至式 (1-98) 所表示的各种关系, 试列出这些关系式中所有的磁性参数。

解: 对于SI单位制, $\chi = 49$,

$$\mu = \mu_0 \mu_r = 2\pi \times 10^{-5} \approx 6.28 \times 10^{-5} \text{T} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-1};$$

$$B = 2\pi \times 10^{-5} \times 10^3 \approx 0.0628\text{T};$$

$$B_i = B - \mu_0 H = 2\pi \times 10^{-2} - 4\pi \times 10^{-7} \times 10^3 = 196\pi \times 10^{-4} = 0.0616\text{T};$$

$$M = \chi H = 49000\text{A} \cdot \text{m}^{-1}.$$

对于CGS单位制,

$$H = \frac{1000}{79.58} = 12.57\text{Oe} \approx 4\pi\text{Oe};$$

$$B = \mu_r H = 50 \times 4\pi = 200\pi \approx 628.3\text{Gs};$$

$$4\pi M = 200\pi - 4\pi = 196\pi \approx 615.8\text{Gs};$$

$$M = \frac{615.8}{4\pi} \approx 49;$$

$$\chi = \frac{49}{4\pi} \approx 3.90.$$

第二章 磁芯与绕组

§ 2.1 磁芯的等效参数

磁性材料的特性，可以通过测定在理想磁芯上的理想绕组的阻抗来确定。所谓理想绕组，是指无损耗的绕组；而理想磁芯是指对尺寸有一定要求的环形磁芯，即，这种环形磁芯在半径方向上的厚度（即径向厚度）必须很小，这样，才能使磁环内各点的磁化状态接近均匀。实际的环形磁芯是不可能得到真正的均匀磁化的，其原因是：若在环形上均匀绕 N 匝线圈以后，当在线圈中通过的电流为 I 时，该线圈在磁环中产生的磁场强度 H 为：

$$H = \frac{NI}{2\pi r}$$

式中， r 为磁环的半径。由上式可见，作用在磁环内的磁场强度与磁环的半径成反比。磁环的内径小，该处的磁场强度 H_i 大；磁环的外径大，该处的磁场强度 H_o 小。其分布规律如图2-1所示。

由图2-1可见，磁环的内径和外径的差别愈大，即环的径向厚度愈大，则磁环内的磁场强度的差别也就愈大。这样，磁芯的磁化状态就愈不均匀。所以，只有内径与外径相差较小，即磁环的径向厚度较小时，磁环内各点的磁化才比较均匀一致。

在实际工作中，常常需要建立磁芯的特性与材料特性之间的关系。通常假定材料本身是均匀和各向同性的，只考虑气隙的影响。实际上，只有环形磁芯才能基本满足这种假设。磁芯的形状愈复杂，磁路各部分的磁化状态的差别就愈大。下面，我们首先讨论闭合磁环的特性。

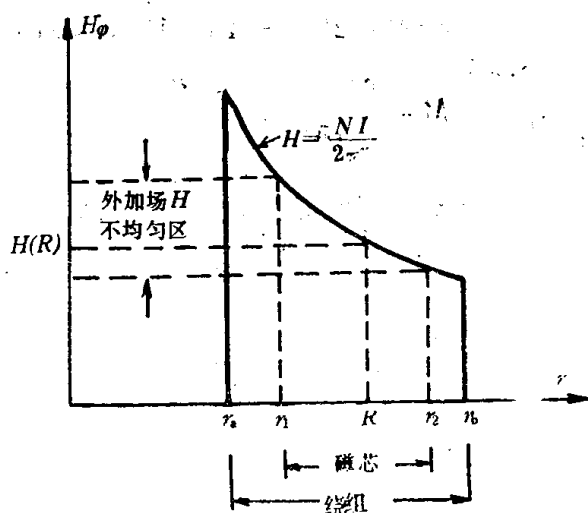


图2-1 作用于环形磁芯内的磁场强度 H 随磁环半径的变化规律

一、磁芯的有效尺寸

如前所述，对于一个径向厚度很小、截面均匀的磁环，环内的场分布基本上是均匀的，所以，可以根据磁环的实际尺寸，来确定磁路的长度 l ，截面积 A 以及体积 V_m 。如果磁芯的径向厚度较大，或截面积不均匀，则磁芯的几何形状对于磁性的影响是相当复杂的。为了表示材料本身的特性，需要使磁芯截面上各点的磁化状态相同，即得到均匀。这种得到均匀磁化的磁芯称为理想磁芯，具有有效长度 l_e ，有效截面积 A_e 以及有积 V_e 。从理想磁芯测得的磁特性，就是材料本身的磁特性。现在，我们来讨论，根际磁芯的尺寸等效成理想磁芯尺寸的方法。

第一种方法是根据安培定律, 即磁场强度沿围绕 N 匝载流导体的闭合线积分等于该闭合回路所包围的电流的代数和, 即:

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = NI \quad (2-1)$$

对于得到均匀磁化的一个实际闭合磁路, 可以看成是由一束互相平行的磁通组成的。因为通过截面为 dA 的磁通量 $d\Phi$ 为:

$$d\Phi = \mu_0 \mu H dA = \mu_0 \mu \frac{NI}{l} dA$$

所以, 通过截面为 A 的总磁通量为:

$$\Phi = \mu_0 NI \int \frac{\mu dA}{l} \quad (2-2)$$

根据彼德生关系知, 磁导率与磁场强度有关。忽略级数中的高次项, 将 μ 的表达式代入(2-2)式, 得到实际磁环中的磁通量 Φ :

$$\Phi = \mu_0 NI \left[a_{10} \int \frac{dA}{l} + a_{11} NI \int \frac{dA}{l^2} \right] \quad (2-3)$$

假设有一个尺寸为 l_e 和 A_e 的等效理想磁环, 通过的磁通量为:

$$\Phi' = \mu_0 NI \frac{A_e}{l_e} = \mu_0 NI \left[a_{10} \frac{A_e}{l_e} + a_{11} NI \frac{A_e}{l_e^2} \right] \quad (2-4)$$

要使实际磁环与理想磁环等效, 则 Φ 与 Φ' 必须相等, 所以, 它们的系数必须相等, 因此, 得到的等效条件为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{A_e}{l_e} &= \int \frac{dA}{l} \\ \frac{A_e}{l_e^2} &= \int \frac{dA}{l^2} \end{aligned} \right\} \quad (2-5)$$

利用彼德生损耗表示式, 可以使两者的损耗等效。已知每磁化一周单元磁路的磁滞损耗 W_h 为:

$$W_h = \frac{8}{3} \mu_0 a_{02} \hat{H}^3 l dA = \frac{8}{3} \mu_0 a_{02} (N \hat{I})^3 \frac{dA}{l^2}$$

总损耗 W_h 为:

$$W_h = \frac{8}{3} \mu_0 a_{02} (N \hat{I})^3 \int \frac{dA}{l^2} = \frac{8}{3} \mu_0 a_{02} (N \hat{I})^3 \frac{A_e}{l_e^2}$$

式(2-5)所表示的等效条件, 只有在元面积 dA 所对应的长度 l 可以用一个简单的数学式表示时, 才能求出等效尺寸。例如, 图2-2所表示的环形磁芯, 其内半径为 r_1 , 外半径为 r_2 , 环的高度为 h , 则元面积: $dA = h dr$; 磁路长度: $l = 2\pi r$, 所以

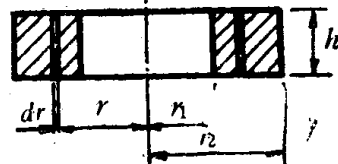


图2-2 环形磁芯的尺寸

$$\frac{A_e}{l_e} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{h dr}{2\pi r} = \frac{h}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

以及

$$\frac{A_e}{l_e^2} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{h dr}{4\pi^2 r^2} = \frac{h}{4\pi^2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

由此求出理想磁芯的等效面积 A_e 为:

$$A_e = \frac{h l \ln^2 \left(\frac{r_2}{r_1} \right)}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} \quad (2-6)$$

等效长度 l_e 为:

$$l_e = \frac{2\pi l \ln \frac{r_2}{r_1}}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} \quad (2-7)$$

等效体积 V_e 为:

$$V_e = A_e \cdot l_e = \frac{2\pi h l \ln^3 \left(\frac{r_2}{r_1} \right)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)^2} \quad (2-8)$$

计算磁芯有效尺寸的第二种方法是沿磁路积分。在大多数情况下,磁芯的磁感应强度比较低,可以忽略磁导率随磁感应强度的变化,而把它看作一个常数。已知:

$$NI = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \frac{\Phi}{\mu_0} \oint \frac{dl}{\mu A}$$

$$\Phi = \frac{\mu_0 NI}{\oint \frac{dl}{\mu A}} \quad (2-9)$$

式中,右侧分母的线积分表示磁路的磁阻。这里,由于已经假定了 μ 是常数,所以,磁路的磁阻可以表示为 $\frac{1}{\mu} \sum \frac{l}{A}$,而相应的理想磁路的等效磁阻为 $\frac{l_e}{\mu A_e}$ ($\frac{l_e}{A_e} = \sum \frac{l}{A}$),称为磁芯的尺寸因子 c_1 。

为了得到 l_e 和 A_e 的表达式,通常还要定义另一个磁芯尺寸因子 c_2 ,令: $c_2 = \sum \frac{1}{A^2}$, c_2 的计算方法是沿磁路积分,求出面积为 A 的磁芯,每磁化一周时磁滞损耗为:

$$W_h = \frac{8}{3} \mu_0 a_{02} \oint \widehat{H}^3 A dl = \frac{8}{3} \frac{a_{02}}{\mu_0^2 \mu^3} \oint \widehat{B}^3 A dl$$

$$= \frac{8}{3} \frac{a_{02} \Phi^3}{\mu_0^2 \mu^3} \oint \frac{dl}{A^2}$$

$$= \frac{8}{3} \frac{a_{02} \Phi^3 l_e}{\mu_0^2 \mu^3 A_e^2}$$

所以

$$\frac{l_e}{A_e^2} = \sum \frac{l}{A^2} \quad (2-10)$$

根据 c_2 的定义,可以得到下列关系式:

$$A_e = \frac{\sum \frac{l}{A}}{\sum \frac{l}{A^2}} = \frac{c_1}{c_2} \quad (2-11)$$

$$l_e = \frac{\left(\sum \frac{l}{A}\right)^2}{\sum \frac{l}{A^2}} = \frac{c_1^2}{c_2} \quad (2-12)$$

以及

$$V_e = A_e l_e = \frac{\left(\sum \frac{l}{A}\right)^3}{\left(\sum \frac{l}{A^2}\right)^2} = \frac{c_1^3}{c_2^2} \quad (2-13)$$

通常,可以用这些表示式计算任何形状的磁芯的有效尺寸,还可以利用有效尺寸的概念计算等效磁芯的电感量。

已知一个截面不均匀的磁芯的有效磁感应强度为 B_e ,有效体积为 V_e ,则每周的磁滞损耗 W_h 为:

$$W_h = \frac{8}{3} \frac{a_{02} \Phi^3}{\mu_0^2 \mu^3 A^3} \cdot V_e = \frac{8}{3} \frac{a_{02} B_e^3}{\mu_0^2 \mu^3} \cdot V_e \quad (2-14)$$

式中, $\hat{B} = \frac{\hat{\Phi}}{A_e}$

由 \hat{B} 产生的感应电压 e 为:

$$e = \frac{\omega \hat{B}_e A_e N}{\sqrt{2}} \quad (2-15)$$

该磁芯的绕组的电感量为:

$$L = \frac{N \hat{\Phi}}{\hat{I}} = \frac{\mu_0 N^2}{\sum \frac{l}{\mu A}} \quad (2-16)$$

所以
$$L = \mu_0 \mu N^2 \frac{A_e}{l_e} = \mu_0 \mu \frac{N^2}{c_1} \quad (2-17)$$

式(2-17)表示的电感量就是等效磁环的电感量,它的磁导率与式(2-16)所表示的磁芯的磁导率相同。

二、气隙对于磁芯的磁阻和有效磁导率的影响

由于下面将要说明的各种原因,需要在磁芯中引入气隙。例如,在永久磁路系统中,为了利用由永磁材料所提供的能量而引入气隙。在一个电感器中引入适当长度的气隙是为了缓和磁芯所起的作用,从而改善器件的特性。在这里,可以把气隙看作长度为 l_g ,截面积为 A_g ,具有单位磁导率的磁路,则式(2-9)可改写成:

$$\Phi = \frac{\mu_0 N I}{\frac{l_g}{A_g} + \sum \frac{l_n}{\mu A_n}} \quad (2-18)$$

式中，注脚 m 是指与磁路有关的尺寸。

虽然，从理论考虑，式(2-18)是通用的，但只有当气隙的长度远小于邻近气隙的磁芯的横向尺寸时，计算所带来的误差才不会太大。或者说，只有边缘漏磁通占总磁通量的很小部分，并且可以估计气隙的有效面积时，才能用式(2-18)进行计算。该式还可以写成下面的形式：

$$\Phi = \frac{\mu_0 NI}{\frac{l_s}{A_s} + \frac{l_s - l_s}{\mu A_s}} \quad (2-19)$$

式中， l_s 为磁路的有效长度。

考虑到式(2-16)，可以写出 L 的表示式为：

$$L = \frac{\mu_0 N^2}{\frac{l_s}{A_s} + \frac{l_s - l_s}{\mu A_s}} \quad (2-20)$$

若气隙的长度 l_s 比磁路的有效长度 l_s 小得多，则：

$$L = \frac{\mu_0 N^2}{\frac{l_s}{A_s} + \frac{c_1}{\mu}} \quad (2-21)$$

设材料本身的磁导率不受气隙的影响，则从式(2-21)可知，气隙使磁芯的电感量降低是由于气隙使磁芯的磁导率降低的缘故。带有气隙的磁芯的磁导率不等于材料的磁导率，而用有效磁导率 μ_s 来表示。在有效磁导率为 μ_s 的磁芯上绕有 N 匝线圈时的电感量 L 为

$$L = \frac{\mu_0 \mu_s N^2 A_s}{l_s} \quad (2-22)$$

式中， l_s 和 A_s 分别表示磁芯的有效长度和有效面积。根据式(2-20)和式(2-22)，可以得到 μ_s 的表示式为：

$$\mu_s = \frac{\frac{l_s}{A_s}}{\frac{l_s}{A_s} + \frac{l_s - l_s}{\mu A_s}} \quad (2-23)$$

在通常情况下， $l_s \ll l_s$ ，上式可简化为

$$\mu_s = \frac{c_1}{\frac{l_s}{A_s} + \frac{c_1}{\mu}} \quad (2-24)$$

若材料的磁导率较高，气隙的长度又不太小，则 (l_s/A_s) 与 (c_1/μ) 相比就不能忽略；若气隙的长度 l_s 很小，则 $A_s \approx A_s$ ，所以，磁芯的有效磁导率 $\mu_s = l_s/l_s$ 。这说明，磁芯的有效磁导率与材料的磁导率几乎无关，而与磁路的尺寸与气隙的尺寸的比值有关。

根据式(2-23)可得以下关系式：

$$\frac{l_s}{\mu_s} = l_s + \frac{l_s - l_s}{\mu} \quad (2-25)$$

从而得到 μ_s 的另一种表达式为：

$$\mu_s = \frac{l_s}{l_s + \frac{l_s - l_s}{\mu}} \quad (2-26)$$

所以 $\frac{\mu}{\mu_s} = \frac{\mu}{l_s} \left(\frac{l_s - l_g}{\mu} + l_g \right) = 1 + \frac{l_g (\mu - 1)}{l_s}$

由此得: $\frac{l_g}{l_s} = \frac{\frac{\mu}{\mu_s} - 1}{\mu - 1}$

整理后, 得:

$$1 - \frac{l_g}{l_s} = \frac{\mu (\mu_s - 1)}{\mu_s (\mu - 1)} \quad (2-27)$$

此关系式对于分析气隙对磁芯的稳定性和损耗的影响是很有用的。

在磁芯内开槽, 出现气隙以后如果材料的磁导率有所改变, 气隙可以减缓由于材料磁导率的改变所引起的电感量的改变。其定量关系可以从式 (2-23) 推出:

$$\frac{d\mu_s}{d\mu} = \frac{\frac{l_g}{A_s} \cdot \frac{l_s - l_g}{\mu^2 A_s}}{\left(\frac{l_g}{A_s} + \frac{l_s - l_g}{\mu A_s} \right)^2} = \frac{\mu_s^2}{\mu^2} \left(1 - \frac{l_g}{l_s} \right)$$

考虑式 (2-27) 所表示的关系, 则:

$$\frac{d\mu_s}{d\mu} = \frac{\mu_s (\mu_s - 1)}{\mu_s (\mu - 1)} \quad (2-28)$$

或 $\frac{d\mu_s}{\mu_s} = \frac{d\mu}{\mu} \left(\frac{\mu_s - 1}{\mu - 1} \right) \quad (2-29)$

式 (2-29) 所表示的物理意义是: 磁芯的有效磁导率 μ_s 的相对变化率 $\frac{d\mu_s}{\mu_s}$ 比材料的磁导率的相对变化率 $\frac{d\mu}{\mu}$ 缩小一个因子 $\frac{(\mu_s - 1)}{(\mu - 1)}$ 。通常称此因子为稀释因子。由于 μ_s 和 μ 都比 1 大得多, 所以, 稀释因子可以简化成 $\frac{\mu_s}{\mu}$, 这样, 式 (2-29) 可简化为:

$$\frac{d\mu_s}{\mu_s} = \frac{d\mu}{\mu} \left(\frac{\mu_s}{\mu} \right) \quad (2-30)$$

磁性材料的磁导率随温度、时间、机械应力以及受到的直流偏置磁场而发生变化。磁性材料在工作中所出现的磁导率的变化是不可能完全避免的, 但是, 可以通过在磁芯中引入气隙来得到某些缓和, 从而提高其稳定性, 这可以从下列分析看出, 当磁性材料处的环境温度变化 $\Delta\theta$ 时, 材料磁导率的相对变化率为 $\frac{\Delta\mu}{\mu\Delta\theta}$ 。根据式 (2-30), 有效磁导率的温度系数为:

$$\frac{\Delta\mu_s}{\mu_s\Delta\theta} = \frac{\Delta\mu}{\mu\Delta\theta} \left(\frac{\mu_s}{\mu} \right) = \frac{\Delta\mu}{\mu^2\Delta\theta} \mu_s \quad (2-31)$$

由上式可见, 磁芯的有效磁导率的温度系数等于材料的温度系数乘以稀释因子。为了提高器件的稳定性, 就需要将磁芯开槽, 这是经常采用的一种行之有效的方法。

在式 (2-31) 中, $\frac{\Delta\mu}{\mu^2\Delta\theta}$ 表示材料的温度因子, 它是材料工作稳定性的另一个重要指标。将材料的温度因子乘磁芯的有效磁导率, 可以得到开槽磁芯的温度系数。

三、气隙对磁芯的磁滞回线或磁化曲线的影响

由于气隙所引起的退磁场，使作用于磁芯的实际磁场降低，这相当于改变了图2-3中水平轴的比例尺度，使磁滞回线或磁化曲线的斜率减小，有效磁导率降低，即相当于对材料的磁滞回线进行了“剪切”，使其成为磁芯的磁滞回线。

如果要在带有气隙的磁芯中得到与闭合磁心大小相同的磁感应强度 B ，就需要增加一个额外的磁场，用以克服由于气隙引起的退磁场作用。已知一个闭合磁芯的 B 与磁场

强度 $\left(\frac{NI}{l_c}\right)$ 的关系式为：

$$B = \frac{\mu_0 \mu (NI)_0}{l_c} \quad (2-32)$$

如果磁芯的气隙长度为 l_g ，则根据式(2-19)，可得到 B 的表示式为：

$$B = \frac{\mu_0 NI}{A_c \left(\frac{l_g}{A_c} + \frac{l_c - l_g}{\mu A_c} \right)} = \frac{\mu_0 \mu NI}{l_c \left(\frac{\mu A_c l_g}{A_c l_c} + 1 \right)} \quad (2-33)$$

如果要在引入气隙后的磁芯中得到与闭合磁芯同样大小的磁感应强度，则应使式(2-32) (与式(2-33)相等，因此，磁化一个开路磁芯所需的磁场强度为：

$$\frac{NI}{l_c} = H = \frac{(NI)_0}{l_c} \left(1 + \frac{\mu A_c l_g}{A_c l_c} \right) \quad (2-34)$$

所以，要在开路磁芯中得到与闭路磁芯相等的磁感应强度 B ，所需的磁场强度比闭式合磁芯所需的磁场强度多一个因子 $\frac{(NI)_0}{l_c} \left(\frac{\mu A_c l_g}{A_c l_c} \right)$ ，这一额外场用来克服气隙的退磁作用。

可用同样的分析方法，讨论闭合磁芯和开路磁芯的磁滞回线。闭合磁芯的磁滞回线的数学表示式为：

$$B_0 = \mu_0 \mu \left[\frac{(NI)_0}{l_c} \pm H_c \right] \quad (2-35)$$

开路磁芯的磁滞回线的数学表示式为：

$$B_0 = \frac{\mu_0 \mu}{\left(\frac{\mu A_c l_g}{A_c l_c} + 1 \right)} \left(\frac{NI}{l_c} \pm H_c \right) \quad (2-36)$$

若要在这两种磁芯的磁滞回线上得到相同大小的磁感应强度，应使式(3-35)与式(3-36)相等，即：

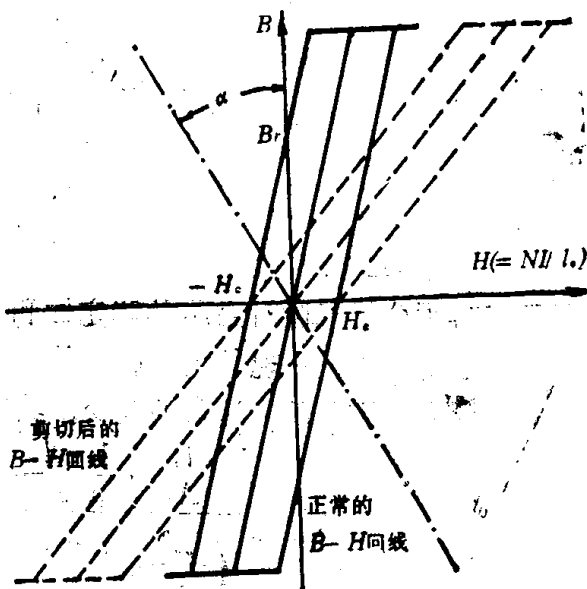


图2-3 由于磁芯内的气隙而使磁滞回线受到的“剪切”作用

$$\left[\frac{(NI)_0}{l_c} \pm H_c \right] = \frac{\left(\frac{Nl}{l_c} \pm H_c \right)}{\left(1 + \frac{\mu A_c l_c}{A_c l_c} \right)}$$

所以，开路磁芯所需的磁场强度 H 为：

$$H \parallel \frac{NI}{l_c} = \left[\frac{(NI)_0}{l_c} \pm H_c \right] \left[1 + \frac{\mu A_c l_c}{A_c l_c} \mp H_c \right]$$

通过作图法，可以作出与 B 轴倾角为 α 的直线（见图2-3），其表示式为：

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{(NI)_0}{l_c} \cdot \frac{\mu A_c l_c}{A_c l_c} \cdot \frac{1}{B} = \frac{A_c l_c}{\mu_0 A_c l_c} \quad (2-37)$$

式中，有 $\operatorname{tg} \alpha$ 就相当于退磁因子 N 值。根据 N 与其对应的纵坐标 M 或 B 值的乘积可以确定退磁场 H_d ，然后作出剪切后的磁滞回线。

四、气隙对磁性损耗的影响

设匝数为 N 的无损耗的绕组绕在磁芯上，在绕组两端外加的交变电压为 U ，测量得到的功率损耗为 $P=U^2 G$ ，其中， G 为反映在绕组两端的电导，这是由磁芯的损耗引起。感应电动势，频率与磁感应强度三者的关系为：

$$E = \frac{\omega \widehat{B}_c A_c N}{\sqrt{2}}$$

若损耗角正切值远小于1，则感应电动势近似为：

$$U = \frac{\omega \widehat{B}_c A_c N}{\sqrt{2}} \quad (2-3)$$

由上式可见，当磁芯的有效面积和线圈的匝数一定时，有效磁感应强度由电压和频率所决定。

由磁芯所引起的损耗角可以表示为：

$$\operatorname{tg} \delta_m = \frac{\omega L_p}{R_p} = \omega L_p G \quad (2-39)$$

在通常情况下， $\operatorname{tg} \delta_m \ll 1$ ，所以，可以忽略串联和并联电感量之间的差别。考虑到以下三个关系式，即：

$$L_p = \frac{\mu_0 \mu N^2 A_c}{l_c}$$

$$\operatorname{tg} \delta_m = \frac{\omega \mu_0 \mu N^2 A_c G}{l_c}$$

已知
$$G = \frac{P_m A_c l_c}{U^2}$$

可得：
$$\operatorname{tg} \delta_m = \frac{\mu_0 \mu}{\pi f \widehat{B}_c^2} P_m \quad (2-41)$$

现在，进一步考虑气隙的影响。设在总长为 l_c 的磁芯中，引入长度为 l_g 的气隙，这样使磁芯的体积降低一个因子，其大小为 $\left(1 - \frac{l_g}{l_c} \right)$ 。由于假设 l_g 很小，所以，磁

感应强度和工作频率不因引入气隙而改变；磁芯的功率损耗密度并不发生变化。开槽磁芯的总功率损耗降低的比值为 $\left(1 - \frac{l_g}{l_c}\right)$ 。

开槽磁芯的电导 = 功率损耗 / U^2

$$= \frac{P}{U^2} \left(1 - \frac{l_g}{l_c}\right) = G \frac{\mu (\mu_r - 1)}{\mu_r (\mu - 1)}$$

由此可见，磁芯开槽以后，损耗的电导要降低，降低的程度等于磁芯体积减少的程度，开槽磁芯的损耗角为：

$$\begin{aligned} (\operatorname{tg} \delta_m)_{\text{开槽}} &= \omega L \frac{\mu_r}{\mu} \cdot G \frac{\mu (\mu_r - 1)}{\mu_r (\mu - 1)} \\ &= \omega L G \frac{(\mu_r - 1)}{(\mu - 1)} \end{aligned}$$

或

$$\frac{(\operatorname{tg} \delta_m)_{\text{开槽}}}{\mu_r - 1} = \frac{\operatorname{tg} \delta_m}{\mu - 1} \quad (2-42)$$

又因为 μ_r 和 μ 都比 1 大得多，故上式可以近似表示为：

$$\frac{(\operatorname{tg} \delta)_{\text{开槽}}}{\mu_r} = \frac{\operatorname{tg} \delta}{\mu} \quad (2-43)$$

在式 (2-43) 中，省略了注脚处的符号 m ，表示上式可以是任何形式的损耗角，而不一定指总损耗角。

开槽或未开槽的磁芯的损耗角可以表示为：

$$\operatorname{tg} \delta_m = \frac{\mu_r}{2\pi} \left(a \widehat{B}_e + ef + c \right) \quad (2-44)$$

这里，因为磁芯的形式不一定是理想的，所以，使用的是有效磁感应强度 B_e ，若磁芯未开槽，则 $\mu_r \approx \mu$ 。

磁芯的磁滞损耗分量可以表示为： $\operatorname{tg} \delta_h = \frac{\mu_r a \widehat{B}_e}{2\pi}$ 。设磁滞损耗所引起的电导为 G_h 。

则 $\operatorname{tg} \delta_h = \omega L G_h$ 。考虑上述 L 及 B_e 的表达式以后，则磁滞系数 a 的表达式为：

$$\begin{aligned} a &= \frac{\omega \mu_0 N^2 A_c G_h}{l_c} \cdot \frac{2\pi \omega A_c N}{\sqrt{2} U} \\ &= \sqrt{2} \pi \frac{\mu_0 \omega^2 N^3}{c_2} \cdot \frac{G_h}{U} \\ &= 55.8 \frac{\omega^2 N^3}{c_2} \cdot \frac{G_h}{U} \times 10^{-7} \end{aligned} \quad (2-45)$$

由另外两种损耗机构所引起的损耗，即涡流损耗和剩余损耗，它们与磁感应强度的关系不大。涡流损耗角可以表示为：

$$\operatorname{tg} \delta_r = \frac{\pi \mu_0 \mu_r d^2 f}{\rho \beta} \quad (2-46)$$

式中， ρ 为磁性材料的电阻率， β 为系数。

剩余损耗可以表示为：

$$(\operatorname{tg} \delta_r)_{\text{开槽}} = \left(\frac{\operatorname{tg} \delta_r}{\mu} \right) \mu_r \quad (2-47)$$

§ 2.2 短气隙磁芯的特性

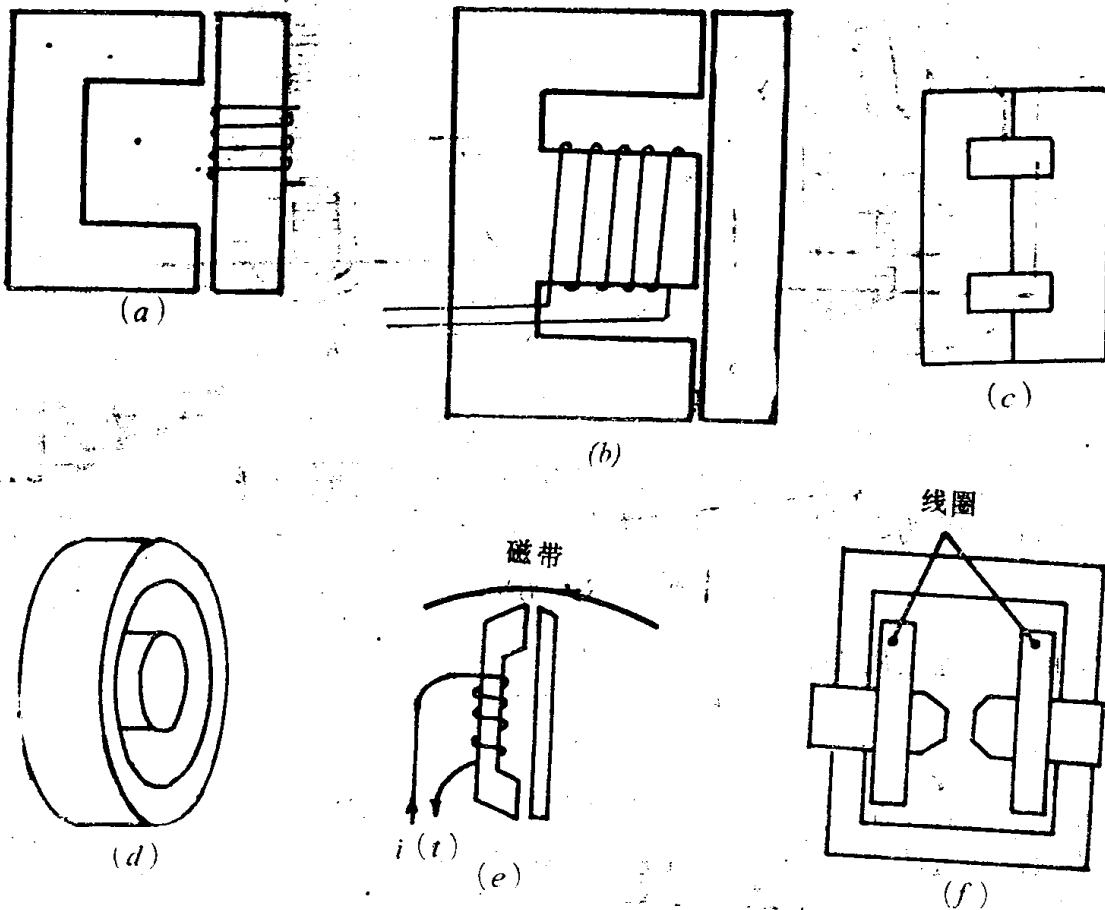
许多磁性器件的磁路，都包含有气隙。如图2-4所示。对于这些气隙，有些是人们所不希望的，必须避免或尽量使它降低到最小。例如，图2-4(a)、(b)所示的电子磁芯的磁路内的气隙是人们所不希望的，而另外一些磁性器件，如图2-4(e)所示的磁记录磁头中的气隙，是磁头磁路的重要组成部分，必须对它进行精心设计和计算（包括对气隙阻抗的计算；气隙两侧磁位降的计算等），以及研究和掌握气隙对磁芯特性的影响。在研究磁路的工作特性时，通常采用的有效分析方法是用电路来模拟磁路的特性，以便象了解电路那样对磁路的性质有进一步的了解。

一、气隙的磁位

根据安培定律的数学表示式：

$$NI = F = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l}$$

对于含有气隙的磁路，上式右侧的积分应该由两部分组成，即分别对材料部分和气



(a) C—I金属片；

(d) 罐形磁芯；

(b) E—I金属片；

(e) 记录磁头；

(c) E形磁芯；

(f) 实验室磁铁

图2-4 磁性器件中气隙的示例

隙部分进行积分：

$$F = \int_{\text{材料}} \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_{\text{气隙}} \vec{H} \cdot d\vec{l} \quad (2-48)$$

在多数情况下，气隙的长度较短，可以认为磁场强度 H 在沿气隙的长度方向保持不变，因此，气隙的磁位：

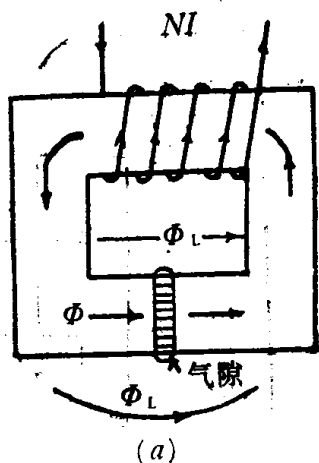
$$F_{\text{气隙}} = \int \vec{H} \cdot d\vec{l} = Hg \quad (2-49)$$

式中， g 是气隙的长度。

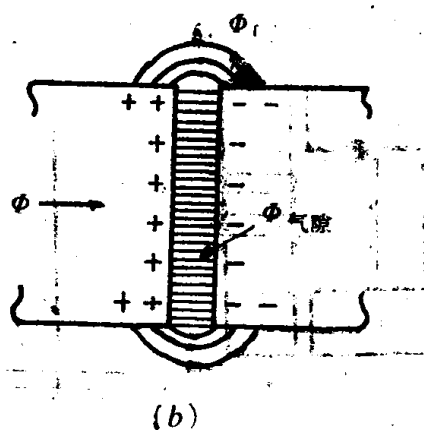
对于用高磁导率制成的磁路，磁动力 F 大部分降落在气隙的两侧，只有很小的部分降落在材料中。

二、气隙磁阻的计算

隙的磁阻 R_m 是气隙两侧的磁位 F 与磁通 Φ 的比值，即： $R_m = F/\Phi$ ，式中， F 可以根据式(2-49)计算。 R_m 的精度决定于所取的磁通量 Φ 的精确度以及气隙两侧的磁等位面之间的磁位差的精确度。根据磁通在磁路中的分布状况，可以将它分成三种类型，即：漏磁通 Φ_l ，边缘磁通 Φ_e 和气隙磁通 Φ_g 。其具体的分布如图2-5所示。



(a) 有气隙的磁芯



(b) 在气隙附近的边缘磁通

图2-5 存在于磁路中的三种类型的磁通分布

设气隙的面积为 S ，其平均磁通量 Φ 为：

$$\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S} = BS$$

相应的气隙磁阻 R_g 为：

$$R_g = \frac{Hg}{BS} = \frac{g}{\mu_0 S} \quad (2-50)$$

应用上式时必须注意，它仅适用于气隙的长度 g 比磁极的横向尺寸小得多的情况。实际上，在气隙附近的边缘磁通将使气隙的有效截面积增大，增大的比例与气隙的长度 g 有关。可以用下面经验公式表示：

$$S = (a + g)(b + g)$$

降低磁路的漏磁通 Φ_l 的有效方法是使产生磁动势的元件（例如永磁体或磁化线圈）尽量位于气隙附近，也就是，当设计永磁磁路系统时，应将永磁材料置于气隙附近。同

样，在设计电磁铁时，应使载流线圈位于磁极附近，这可以使磁路中存在磁位差的表面积减小，从而使漏磁通减小。

三、用电路模拟磁路

用电路模拟磁路时，电压与磁位相对应，电流与磁通相对应，电阻与磁阻相对应。图2-6表示这种模拟过程。

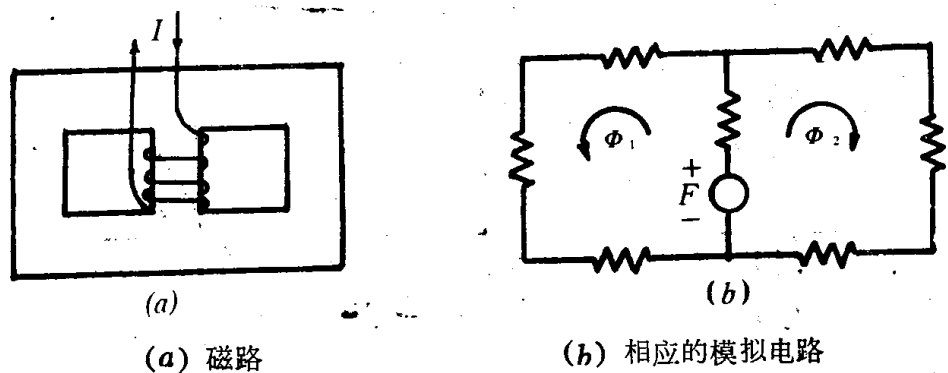


图2-6 包括两个闭合环路的磁路及其相应的模拟电路

对于带有气隙的简单磁路，必须分别求出气隙两侧的磁位降和在材料中的磁位降，则总磁位为两者之和，即：

$$F = \int_{\text{气隙}} \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_{\text{材料}} \vec{H} \cdot d\vec{l} \tag{2-51}$$

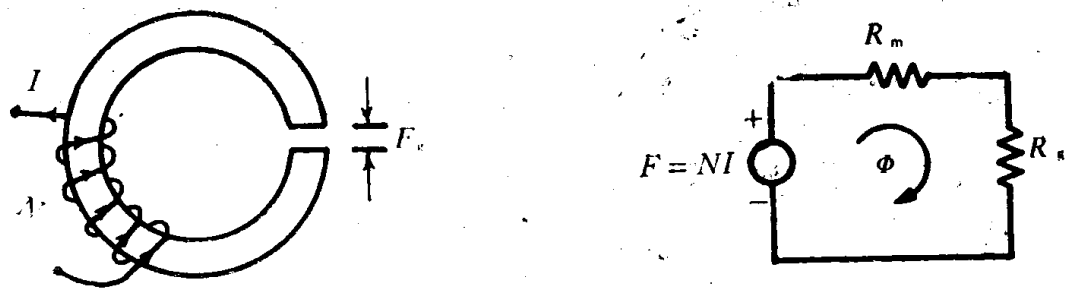


图2-7 带有气隙的简单磁路的模拟电路

式 (2-51) 所示的磁路，可以用图2-7进行模拟。磁性材料的磁阻用 R_m 表示；气隙的磁位降 $F_g = \Phi R_g$ ，其中， R_g 表示气隙的磁阻。气隙的磁阻是单值的，且不会出现饱和现象。此外，如果用负载线图解法也可以表示 (2-51) 式所示的磁路。磁动势与负载线的关系是：

$$NI - \Phi R_g = F_m(\Phi) \tag{2-52}$$

式中， NI 是磁动势， ΦR_g 是负载。该图解方法是：根据磁动势 (NI) 的值，画出负载线 ($-\Phi R_g$)。此负载线与磁性材料的磁滞回线 $F_m(\Phi)$ 的交点 Q 就表示式 (2-52) 的解。(见图2-8)

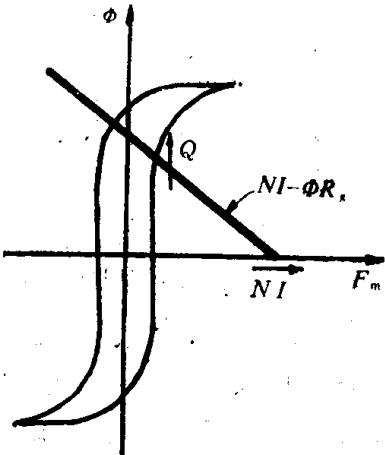


图2-8 式 (2-52) 的图解表示法
(图中 $(NI - R_g \Phi)$ 示磁动势和负载线)

四、气隙对软磁磁路的影响

当气隙的长度改变时，磁芯的有效磁导率随着改变。因为大多数软磁材料的 $B \sim H$ 关系曲线都是非线性的，所以，磁芯的 Φ 与 F_m 可以用下式描述，即： $\Phi = PF_m$ ， P 为磁导，可表示为 $P = \frac{\mu S}{l}$ ，并与磁阻互为倒数。从式 $\Phi = \frac{NI}{R_m + R_g}$ 可见，当外加磁位（ NI ）保持不变时，若增大气隙的长度 g ，则气隙的磁阻 R_g 增加，磁通量降低，式中，磁芯的磁导可表示为：

$$P = \frac{1}{R_m + R_g} = \frac{\mu S}{1 + \mu_r g} \quad (2-53)$$

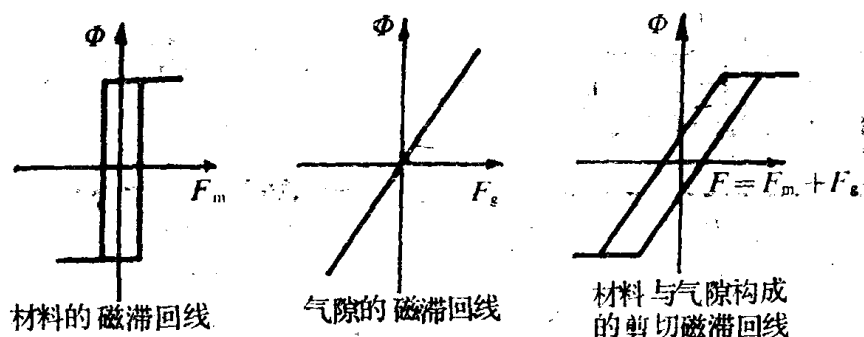


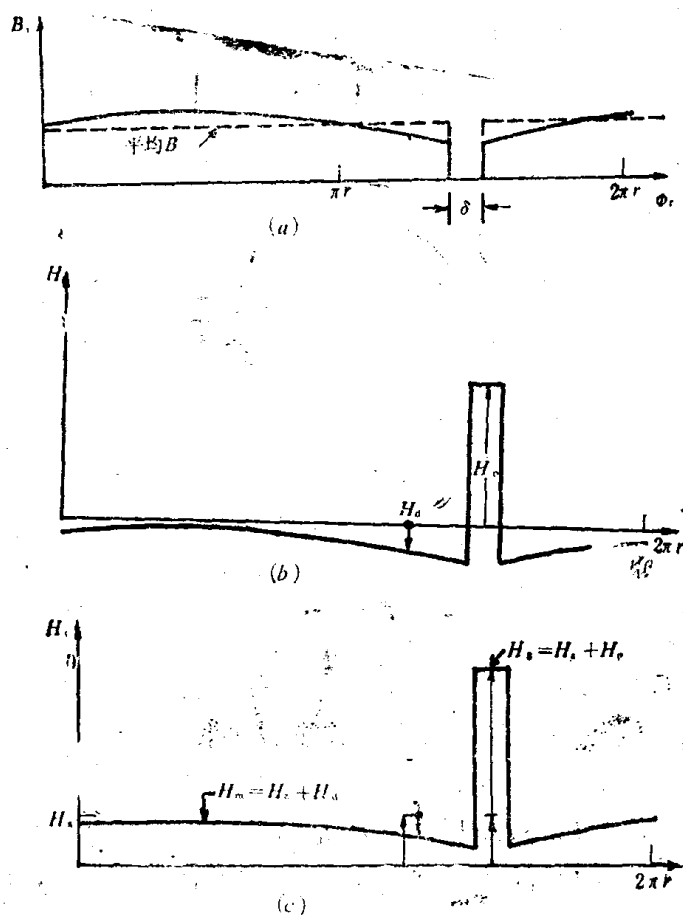
图2-9 材料、气隙以及带有气隙的磁芯的磁滞回线

气隙的长度 g 对于磁导率的影响很大。为了使带气隙的高磁导率磁芯仍能保持较高的有效磁导率，需要对磁芯之间的接触面进行仔细研磨、抛光，在装配时要把磁芯夹紧，以便保持良好的接触。

五、气隙对矩形磁滞回线材料构成的磁路的特性的影响

带有气隙的磁芯的磁位为： $F = F_m(\Phi) + F_g$ 。图2-9用图解法表示了带有气隙的磁芯的磁滞回线所受到的剪切作用。由图可见，气隙的作用是使材料的矩磁特性向线性特性转变。当选用饱和磁感应强度大，矫顽力小的材料制作磁芯时，其磁导率值基本上取决于气隙的尺寸。为了克服气隙的退磁效应，而且又要使磁芯在 $NI=0$ 时仍能保持饱和磁化状态，则要求材料的 H_c 足够大。

六、气隙对永磁磁路的影响



- (a) 气隙中的本征磁感应强度为零
- (b) 由于 B_c 的平均值引起的场分布
- (c) 外加场与计算场叠加以后的总磁场的分布规律

图2-10 永磁磁路中场分布的定性描述

永磁磁路内的磁通通过气隙时，在气隙的两个侧面上出现磁极，形成不均匀的退磁场。设一个环形永久磁铁，它的长度为 l ，气隙的长度为 g ，磁路的总长为 $2\pi r=l+g$ 。这时，磁路中的场分布如图2-10所示。

用式(2-51)来描述带有气隙的永磁磁路，它可以写成：

$$NI = \int_l \vec{H}_m \cdot d\vec{l} + \int_g \vec{H}_d \cdot d\vec{l} \quad (2-54)$$

式中， H_m 表示作用在材料中的场，它等于外加场 H_e 与作用在材料内部的退磁场 H_d 之差，而退磁场 H_d 是由气隙两侧的磁极所引起的。根据同样的分析，作用在气隙内的磁场强度等于外加磁场 H_e 与由于平均磁感应强度 B 所引起的场 H_p 的叠加。于是，式(2-54)可以改写成：

$$NI = \int_l (H_e + H_d) r d\varphi + \int_g (H_e + H_p) r d\varphi \quad (2-55)$$

上式重新组合后，得到：

$$NI = \int_{l+g} r H_e d\varphi - \int_l r H_d d\varphi + \int_g r H_p d\varphi \quad (2-56)$$

式(2-56)右端第一项的积分值为： $H_e(l+g)$ ，而另外两项的积分值的和为零，所以， $H_e = \frac{NI}{l+g}$ 。在图2-10(b)中，纵坐标 H 值与横坐标所构成的正和负的两部分的面积是相等的。式(2-56)可以写成：

$$NI = (H_e + H_d)l + (H_e + H_p)g \quad (2-5)$$

此式等于

$$NI = \frac{Bl}{\mu} + \frac{Bg}{\mu_0}$$

式中， B 表示在材料和气隙中的磁感应强度，这里假定 B 是均匀分布的。如果将 $B = \frac{\Phi}{S}$ 代入该式，则可以求出磁芯的磁导，其结果与式(2-53)所示的相同。

§ 2.3 棒状磁芯的特性

一、开路磁芯的特点

我们在§2.1和§2.2中所讨论的磁路是指没有气隙的磁路，或者即使存在气隙，其长度与磁芯截面方向上的几何尺寸相比也小得多。这样，可以认为通过磁路各个截面上的磁通相等，磁路的漏磁通只有在气隙附近才出现。由于气隙的磁阻随气隙长度增长而增加，当气隙长度占磁路总长度的相当部分时，磁阻很大，磁路中的部分磁通在到达气隙以前就已离开磁芯形成漏磁通。因而，在磁路各个截面上的磁通并不相等，这就是开路磁芯的特点。圆柱形的铁氧体磁芯棒是一种典型的开路磁芯，它的漏磁通分布在磁芯的整个长度内。为了讨论这种形状的磁芯内的磁通分布，我们首先考虑一个空心螺管线圈内场的分布情况。如图2-11(a)所示的一根无限长的空心螺管线圈中通有电流 I ，则线圈内的磁场强度为 NI/l ，这里 l 为线圈沿轴线的长度， N 为线圈的匝数。线圈内部的磁感

应强度为 $B = \mu_0 H$ ，线圈外部各点的磁感应强度为零，

图2-11(b)表示在同一个线圈内放置一个无限长的磁芯后的情况。此时，线圈内部除了存在外加磁场 H 外，还存在由磁性材料产生的本征磁感应强度 J 。(图中短箭头表示 J 的取向) 因而线圈中的磁感应强度为上述两项之和，即：

$$B = \mu_0 H + J \quad (2-58)$$

式中， J 为本征磁感应强度，单位为 T (特斯拉)。原子磁矩在磁芯以外的各个点上所产生的磁场互相抵消，即在线圈以外的各点的磁感应强度仍为零。

图2-11(c)表示在线圈的中心部分放置一个有限长的磁芯的情况。该有限长的磁芯在线圈内的磁场 H 作用下受到磁化，从而使磁芯两端出现自由磁极，产生退磁场。对于棒状样品来说，这种退磁场在不同截面处的大小不同。靠近两个端面处的退磁场较强，中心截面处的退磁场较弱。实际作用到磁芯上的磁场(即合成磁场)是外加磁场与退磁场的差。所以，合成磁场在磁芯中心处最大，由中心向两端逐渐减弱。设 J_c 为磁棒中心处的本征磁感应强度； N 为退磁因子，则磁芯中心的退磁场 H_0 为：

$$H_0 = -\frac{NJ_c}{\mu_0} = -NM_c$$

退磁场 H_0 的值正比例于退磁因子 N ，而 N 值主要决定于磁芯的几何形状，并与材料的磁导率有关。图2-12表示圆柱体和旋转椭球体的 N 值。

由于退磁场 H_0 不同，使磁芯产生不均匀磁化。在磁芯中心截面上受到的合成磁场最大，因而该处的磁感应强度 B_c 值最高；在两个端面处受到的退磁场最大，合成磁场最小，故在端面处的磁感应强度最低。

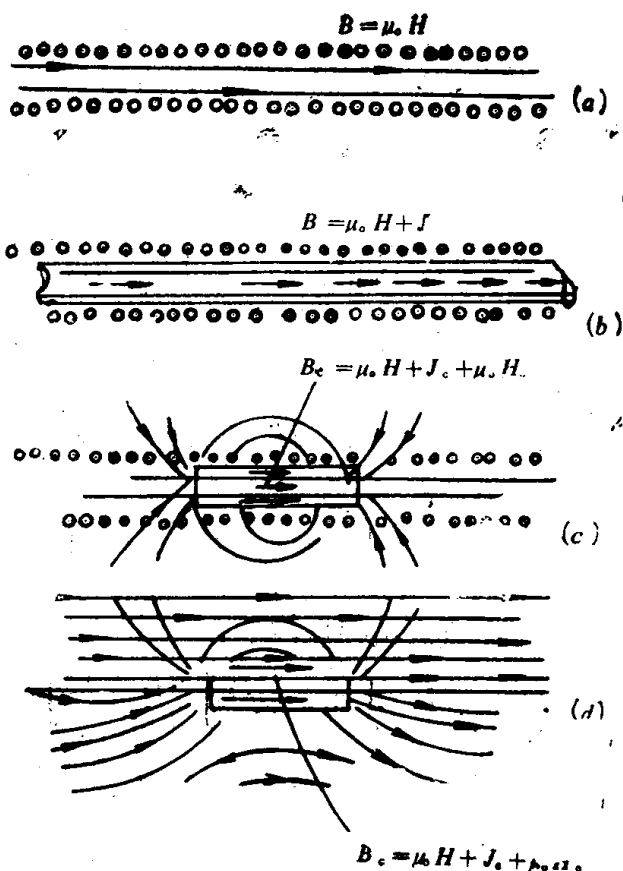
磁芯中心截面上的磁感应强度 B_c 通常用下式表示：

$$\begin{aligned} B_c &= \mu_0 H + J_c + \mu_0 H_0 \\ &= J_c + \mu_0 \left(H - \frac{NJ_c}{\mu_0} \right) \end{aligned}$$

设 H_c 为作用在磁芯中心的磁场强度，则磁芯中心截面的磁感应强度可以用下式表示：

$$B_c = \mu_0 H + J_c$$

由此得到：



- (a) 一根无限长的空心螺管线圈
- (b) 在线圈内放置一根无限长的磁棒
- (c) 在线圈内放置一根有限长的磁棒
- (d) 在均匀场中放置一根短棒后场的分布

图2-11 磁感应强度及磁场强度的分布

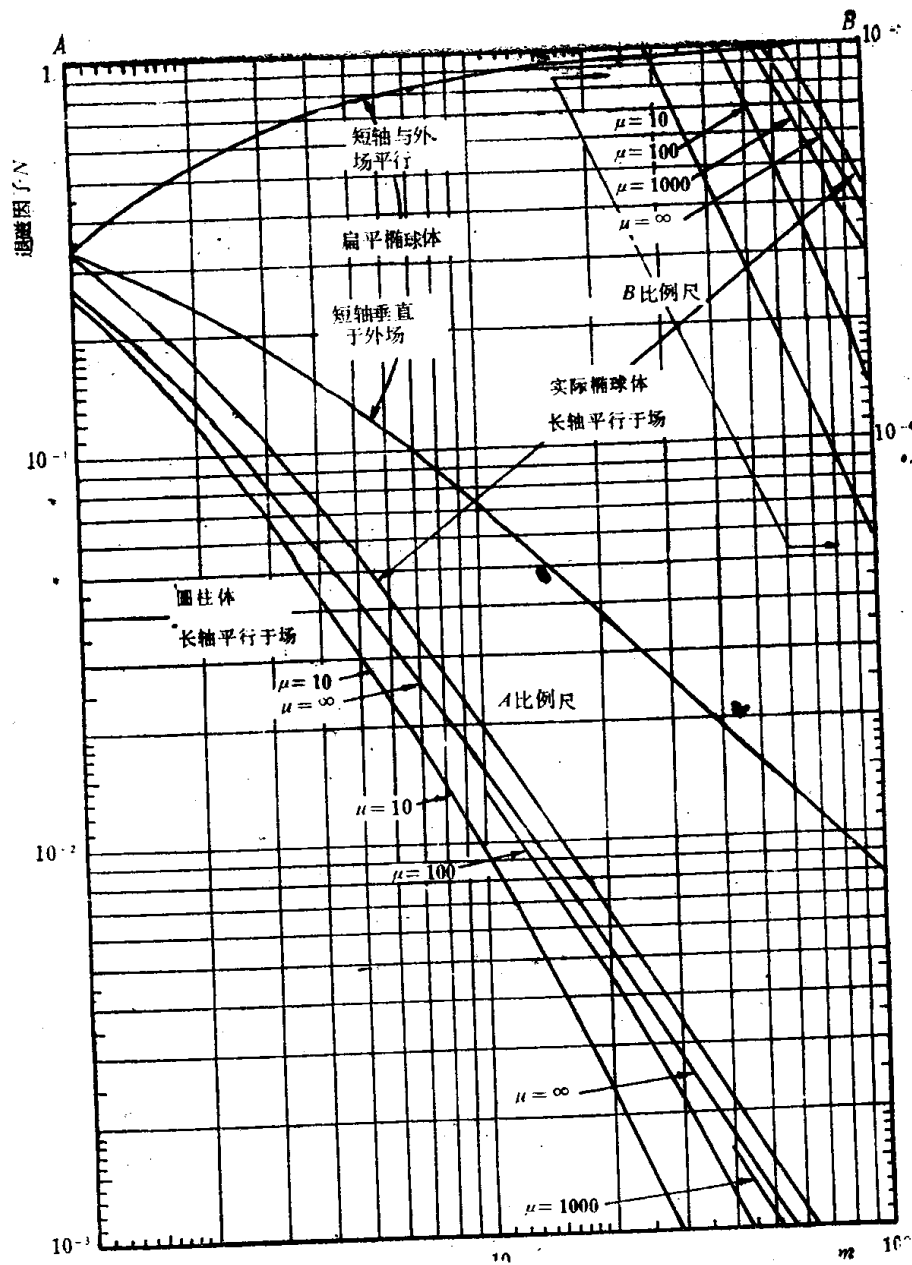


图2-12 圆柱体和椭球体的退磁因子

$$\frac{B_c - J_c}{J_c} = \frac{\mu_0 H_c}{B_c - \mu_0 H_c} = \frac{\mu_0 (H - \frac{NJ_c}{\mu_0})}{J_c} = \frac{\mu_0 H}{B_c - \mu_0 H_c} - N$$

下面我们定义两种不同的磁导率：①材料的磁导率用 μ_c 表示， $\mu_c = \mu = \frac{B_c}{\mu_0 H_c}$ ；②磁棒的磁导率用 $\mu_{r,d}$ 表示， $\mu_{r,d} = \frac{B_c}{\mu_0 H}$ ，这里 H 为线圈产生的磁场，即外加磁场。将 μ ， $\mu_{r,d}$ 代入上述方程，得：

$$\frac{1}{\mu - 1} = \frac{1}{\mu_{r,d}} \left(\frac{1}{1 - \frac{1}{\mu}} \right) - N$$

在通常情况下，总是 $\mu \gg 1$ ，上式简化为：

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{r,d}} - N \quad (2-59)$$

式(2-59)的物理意义是:

磁导率为 μ 的材料制成磁芯以后,由于存在气隙,故磁路受到退磁场的作用,使磁芯的磁导率 $\mu_{r,d}$ 比材料的磁导率 μ 有所降低。降低程度决定于磁芯的几何形状及尺寸。图2-13表示了一个圆柱形磁芯的 $\mu_{r,d}$ 随柱体的 m 值的变化规律。图中曲线均以材料的磁导率 μ 为参变数,且 $m = \frac{\text{柱体长度}}{\text{柱体直径}}$ 。

由图2-13可见,材料的磁导率 μ 愈高,退磁因子对 $\mu_{r,d}$ 的影响就愈大。随着 m 值增大,退磁作用降低, $\mu_{r,d}$ 逐渐趋近于 μ 值。

我们在本章前两节中引出了有效磁导率 μ_e 的概念,并将气隙的作用等效为与材料磁阻相串联的磁阻,这样就不必考虑在磁路上各截面的磁通量的差异,这是一种理想的分析分法。这里提及的 $\mu_{r,d}$ 也是一种等效的分析分法,它根据磁芯中心截面的磁感应强度和外加磁场强度进行计算。

图2-11(d)表示线圈中的 H 与有限长的磁芯的两个端面产生的退磁场所构成的合成场。图的上半部分表示了两种场的分布状况;下半部分表示合成场的分布情况。

二、位于均匀磁场中的磁芯的磁感应强度的分布。

当一根短磁芯位于均匀磁场中,磁芯各个截面上的磁感应强度不同。磁感应强度的分布决定于磁芯的尺寸和磁导率。图2-14表示了磁感应强度和平均感应电动势沿磁芯长度方向的变化规律。它们具有以下三种分布形式:

(1)磁芯较长, m 值足够大, $\mu_{r,d} \rightarrow \mu$,这时分布曲线平坦,而且材料的磁导率愈低, m 值愈高,分布也就愈平坦。

(2)中等长度的磁芯,此时的 m 值使 $\mu_{r,d}$ 小于 0.8μ ,磁感应强度沿磁棒长度的分布近似双曲线形状。

(3)短磁芯, $m \rightarrow 1$,这时的分布规律也近似于双曲线形状,不过这时磁芯的两端有比较高的磁感应强度。

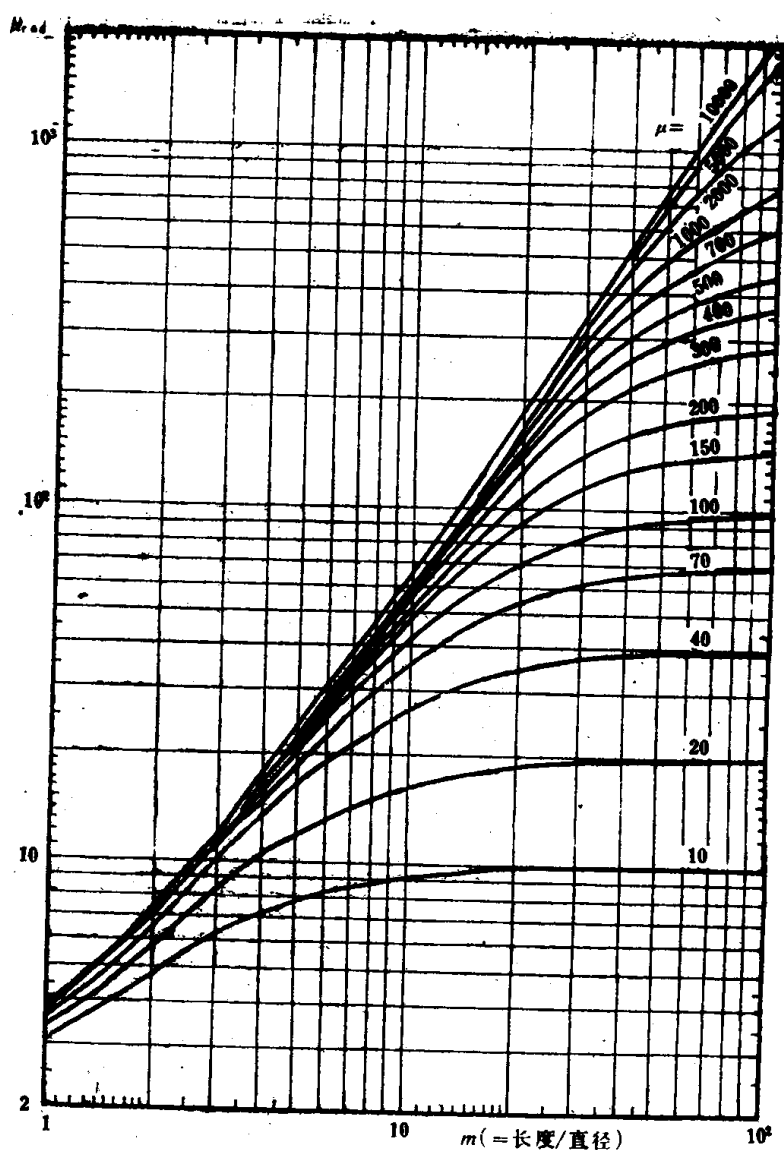


图2-13 以材料磁导率 μ 为参变数时得到的 $\mu_{r,d}$ 与 m 的关系

当磁芯受到很强的磁场作用时，磁芯中心处可能磁化到饱和，因而中心处的磁导率低，两个端面处则高，这样可以使各个截面上的磁感应强度趋于均匀。

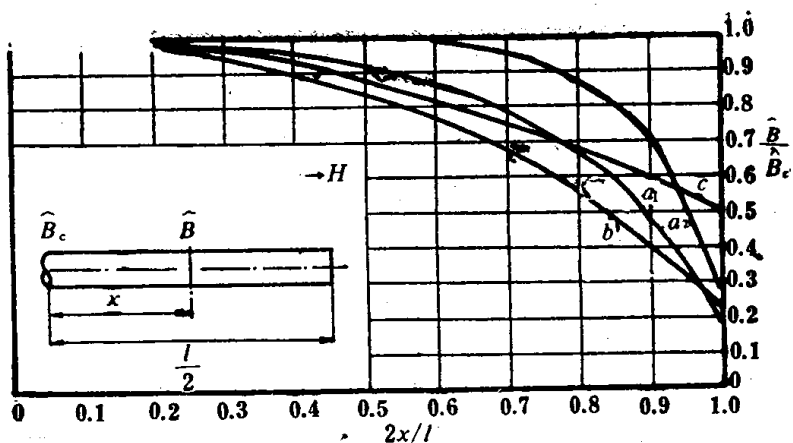
三、具有柱形磁芯的绕组的电感量

假设 L_0 表示无磁芯的绕组的电感量； L 表示有磁芯时同一绕组的电感量； $\mu_{c,il}$ 表示视在磁导率，且定义为：

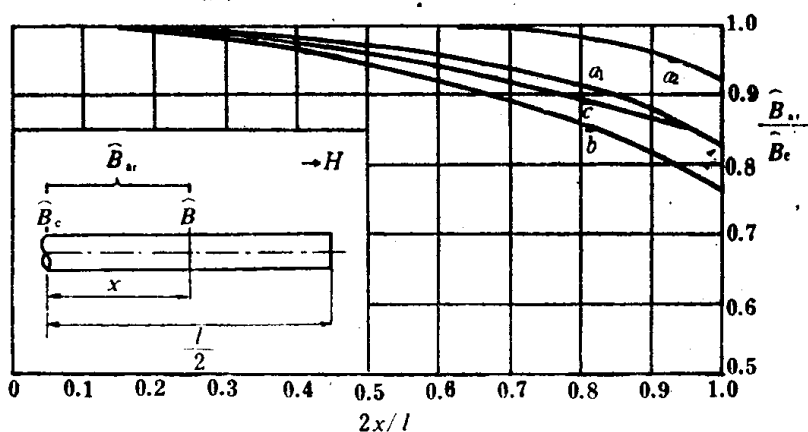
$$\mu_{c,il} = \frac{L}{L_0}$$

当设计具有柱形磁芯的电感器时， L 和 $\mu_{c,il}$ 都是重要参数。由于 $\mu_{c,il}$ 与绕组和磁芯的几何形状、以及磁芯材料的磁导率 μ 有关，所以从理论上计算 $\mu_{c,il}$ 较为困难。为实际使用方便，可以采用下面的简单方法。该方法中，假设一个截面积为 A 的圆柱形磁芯，在其整个长度 l 的范围内全部由绕组所覆盖，绕组的匝数为 N ，这种结构可以近似地看成一个具有小气隙的磁路，其有效磁导率为 $\mu_{r,od}$ ，电感量为

$$L = \mu_0 \mu_{r,od} \frac{N^2 A}{l} \quad (2-60)$$



(a)



(b)

图2-14 各个截面上的磁感应强度和平均磁感应强度的比值沿磁芯长度方向上的分布规律

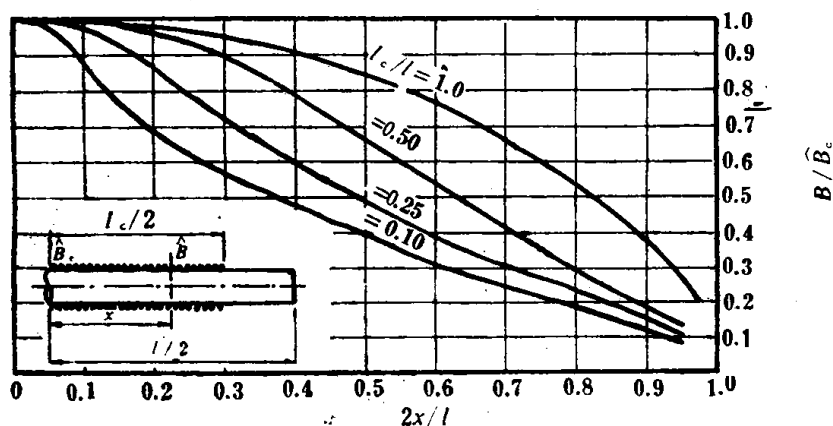


图2-15 各个截面上的磁感应强度与平均磁感应强度的比值沿磁棒长度的分布规律

如果绕组的长度不等于磁芯的长度，即磁棒仅被绕组部分地覆盖。由于这时磁芯各个截面上的磁通密度不同，所以，应对电感量进行修正。由图2-15可以看出，磁通分布几乎与 $\mu_{r,od}$ 无关，仅决定于绕组的长度 l_c 与磁棒的长度 l 的比值，故在磁棒没有被绕组完全覆盖时，电感量 L 与 $\frac{l_c}{l}$ 有关。图2-16表示 $\left(\frac{L}{AN^2} \cdot \frac{l}{\mu_{r,od}}\right)$ 随 $\frac{l_c}{l}$ 的变化规律。我们可以通

过这些图表，估计各种棒状磁芯电感器的电感量。

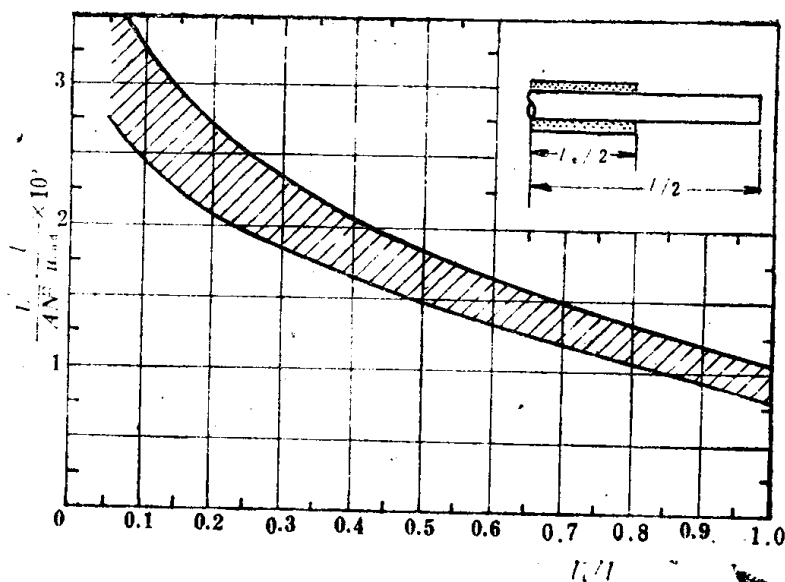


图2-16 $\left(\frac{L}{AN^2} \cdot \frac{l}{\mu_{r,d}} \right)$ 随 $\left(\frac{l_c}{l} \right)$ 的变化规律

§2.4 磁芯的形状及特性

磁芯是由磁性材料根据不同形式组成的磁路，专门为磁通提供一条低磁阻的路径，是电感器、变压器等磁性器件的主要组成部分。磁芯的形状和尺寸决定了绕组的形状和尺寸，从而确定了每匝线圈的平均长度，所以，应用磁芯以后，一方面，大大提提了磁性器件的质量，保证了必须的电感量 L_p ，与此同时，由磁芯的尺寸，确定了绕组的直流电阻 R_d 的大小。显然， L_p 是器件正常工作所必须的，而 R_d 亦不能完全避免，这两项参数都与磁芯的形状有关。所以用就 (R_d/L_p) 来表示磁芯形状的合理性的指标，称此为优值。显然， (R_d/L_p) 愈小表示磁芯的形状愈合理。每种形状的磁芯都有它的 (R_d/L_p) 最小值，这是设计磁芯所必须达到的要求。本节首先介绍磁芯的形状，然后介绍它们的特性。

最早使用的磁芯由金属磁性材料组成。金属磁性材料具有饱和磁感应强度高、居里温度高等优点，作为低频磁性器件应用的历史已经很久，但由于金属磁性材料的电阻率低，为了降低涡流损耗，就必须辗压成薄带，制成卷绕磁芯。这是一种磁路闭合的磁芯，如果薄带的易磁化方向与带的长度方向平行，可以得到很高的起始磁导率 μ_i ，此时，磁芯的有效磁导率 μ_e 等于 μ_i ，可以作为灵敏度很高的变压器磁芯或微型电感器磁芯。如果需要较多的匝数，由于绕线麻烦，需要将这种磁芯割开成为两个“C”形磁芯，然后与绕组一起，组装成为低频磁性器件。

工作频率较高时，铁氧体磁芯有许多优点，而且，可以根据需要，用各种形状的工具，压制加工成形状不同的磁芯。就现在得到广泛使用的磁芯来说，如果根据磁芯的形状，即磁力线的路径来区分，可以大致分为两大类型。

第一类为开路磁芯。这种磁芯的磁路是开路的，通过磁芯的磁感应强度同时要通过周围空间才能形成闭合回路。有关开路磁芯的磁化状态已在§2.3中讨论。

棒状磁芯、条状磁芯以及调节用磁性螺杆等都属于开路磁芯。开路磁芯的有效磁导率 μ ，决定于磁芯材料和磁芯尺寸比 m （=长度/直径），其一般规律如图2-13所示。由于开路磁芯的各个截面上的磁感应强度不同。所以，当绕组位于磁芯的不同位置时，电感量是不同的，同时，绕组中每匝之间的距离对Q值和电感量亦有很大的影响。

开路磁芯除作为磁性天线，用来感应外界磁场以及作为调节电感量的磁性螺杆以外，对于屏蔽要求不高的场合，可以作宽频带变压器的磁芯等用途。

第二类为闭合磁芯。这类磁芯的磁路是闭合的，或基本上是闭合的，磁感应强度在磁芯内形成闭合回路。最典型的闭合磁芯是环形磁芯，它的形状简单，漏磁通小，Q值高，通频带宽，而且，磁芯的有效磁导率等于材料的磁导率。此外，还有双孔磁芯，多孔磁芯以及管形磁芯等，如图2-17所示。

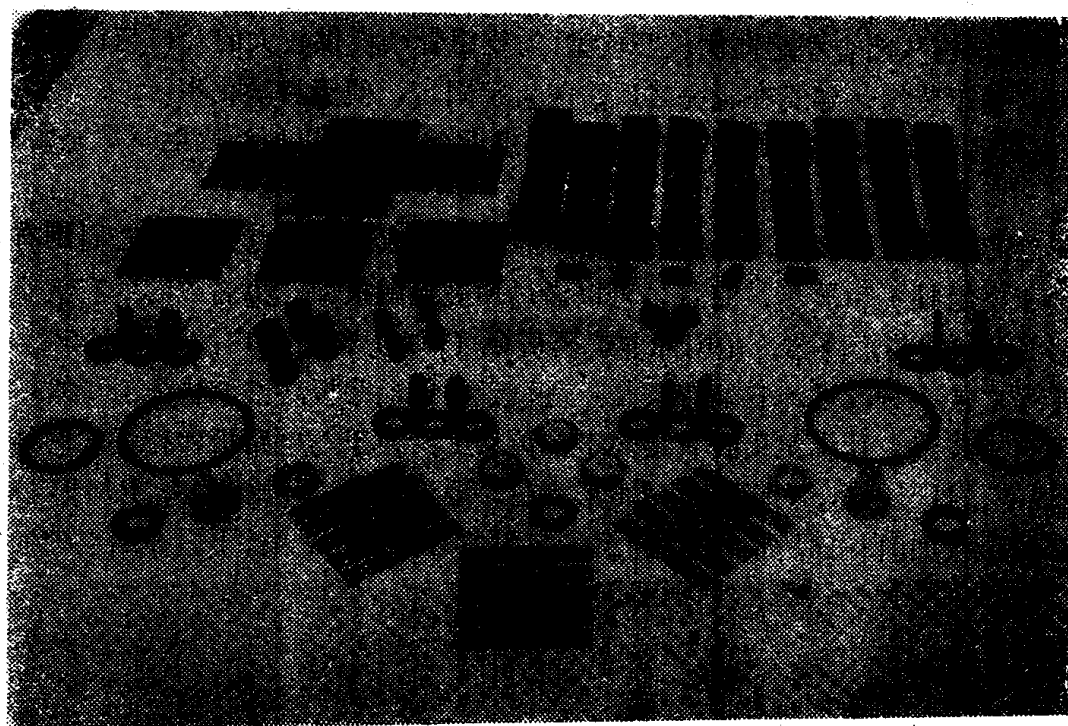


图2-17 闭合磁芯

(a) 环形磁芯 (b) 双孔磁芯 (c) 六孔磁芯 (d) 管形磁芯

现在大量使用的闭合磁芯是组合型闭合磁芯。这些磁芯一般都要由两个磁芯组合装配后，才能形成闭合磁路。由于铁氧体可以通过压制成形，所以，可以制成形状不同的铁氧体磁芯。使用最早的是“E”形磁芯。这是沿用硅钢片的形状。E形磁芯由两个相同的E形磁芯组成，称为双E磁芯；少数是由一个E磁芯和一个I形磁芯组成，称为EI磁芯。每个E磁芯有三条“腿”。“腿”的截面通常为矩形，这种磁芯可以通过较大的磁感应强度；而且压制工艺简单，密度均匀，磁性均匀性好，但是，与中心“腿”的截面为圆形时的绕组相比，矩形截面绕组的直流电阻 R_d 高。开关电源变压器和其它大功率变压器都采用中心“腿”截面为圆形的E形磁芯。由于截面为圆形，压制成形时，必须与腿的轴线平行，磁芯的密度不易均匀，从而引起磁性不均匀。

H型磁芯适用于印刷电路，是由一个H磁芯和一个U磁芯组成，在H磁芯的中心柱上绕有线圈。

U型磁芯，是由两只U磁芯组成，或者是由一只U磁芯，一只I磁芯组成。为了便于装配，磁芯的两条“腿”均呈圆形，而且在腿的外侧面开有固定槽。

在所有组合型闭合磁芯中。罐形磁芯的应用最为广泛。在电话交换机及其它通信设备中，大量使用罐形磁芯。因为这种磁芯的磁路结构合理，中心柱之间留有一定长度的气隙，中心柱孔中设有可移动的柱形磁芯，可以按要求任意调整并固定，因此，可以得到良好而稳定的磁性，而且，由磁芯的外圆周提供了良好的屏蔽。这样，装入电路以后，可以消除相邻元器件之间的电磁耦合，适用于电路的密集装配。

罐形磁芯是由两个形状相同，尺寸相等的磁芯组成。装配时在端面接触处的磁阻要小，并且总是用弹性金属卡箍与电路底板固定。

为了简化绕线工艺，提高绕线效率，改善散热效果，提高工作稳定性，而且进一步与印刷电路匹配，磁芯的形状还在继续改进，它们的共同特点是：

1. 磁芯结构从闭合型趋向比较开放型，为绕组骨架提供较大的开口与位置；接插脚靠近线圈，便于装卸；导线在绕完之后，能直接固定，便于自动化生产。
2. 由磁芯与绕组骨架组成的线圈的体积接近正方体，以便适应电路填充密度高的要求。

X形磁芯又称交叉磁芯，是由两个相同的磁芯组成。其特点是在磁芯周围有较大的缺口，便于绕组抽头和散热，而且，可以通过加宽接触极面，提高磁芯的有效磁导率。

型号为RM的菱形磁芯，是国际电工委员会（IEC）同意推广的新型磁芯。这种磁芯是罐形磁芯的一种改进，它的特点是：适合于印刷电路板高密度装配的要求；可以先用绕线机自动绕线，且绕组引线直接焊牢在骨架上，便于与电路板实行插式联结。

E形磁芯，H形磁芯，X形磁芯，EP形磁芯，罐形磁芯，环形磁芯，RM形磁芯以及双孔磁芯的形状如图2-18所示。上述介绍了各类磁芯的形状之后，下面介绍它们的特性。

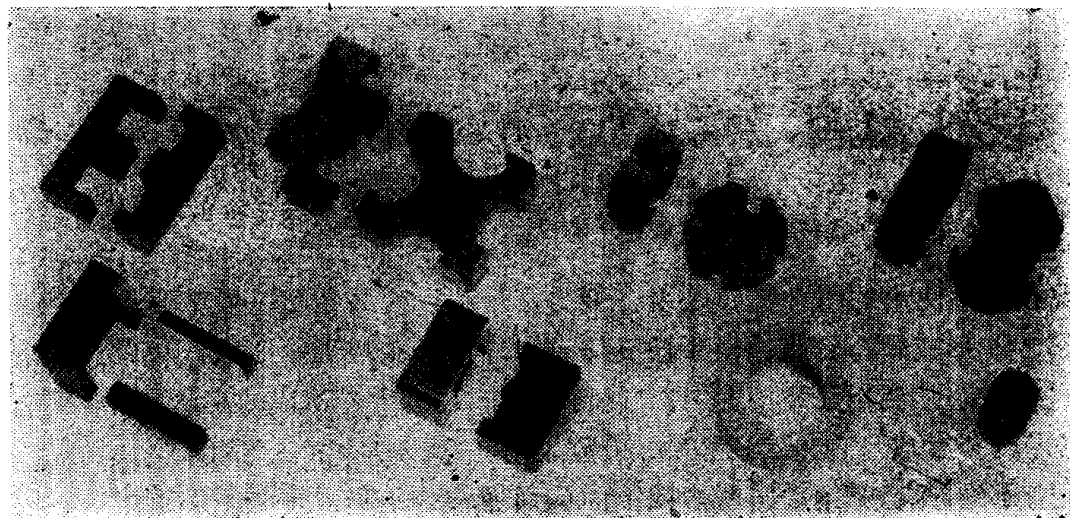


图2-18 常用磁芯的形状

E形磁芯	X形磁芯	罐形磁芯	RM形磁芯
H形磁芯	EP形磁芯	环形磁芯	双孔磁芯

由同一种材料所组成的磁芯，由于形状不同，特性就不同。形状愈复杂，磁芯的性

表2.1 Mn-Zn铁氧体的典型特性

特 性	符 号	测 试 条 件			主 要 应 用				单 位
		$f(\text{kHz})$	$\hat{B}(\text{mT})$	其他条件	低频电感器	中频电感器	宽频带和脉冲变压器	电源变压器	
起始磁导率	μ_i	<10	<0.1		1200-2500	500-1000	3800-10000	1000-3000	
饱和磁感应强度	B_s	<50		$H=800\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$ $\theta=85^\circ\text{C}$				300-350	mT
矫顽力	H_c			从饱和和 $\theta=85^\circ\text{C}$ 开始				10-20	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$
剩余损耗因子	$\text{tg}\delta_r/\mu$	30	<0.1		0.8-2.0	3-8	5-10		10^{-6}
		100							10^{-6}
		1000							10^{-6}
磁滞系数	η_B	4	1.5~3		0.5	2	1		$\text{mT}^{-1}\times 10^{-6}$
		100							
功率损耗密度	P_n	16	200	$\theta=85^\circ\text{C}$				60-100	$\mu\text{W mm}^{-3}$
		25	200	$\theta=85^\circ\text{C}$					$\mu\text{W mm}^{-3}$
居里点	θ_c	<10	<0.1	.	130-250	150-250	100-140	180-280	$^\circ\text{C}$
温度因子	$\frac{\Delta\mu_i}{\mu_i^2\Delta\theta}$	<10	<0.1	从 5°C 至 55°C	0.5-1.5	0-2			$^\circ\text{C}^{-1}\times 10^{-6}$
减落因子	$\frac{\Delta\mu_i}{\mu_i^2}$	<10	<0.1	从10分钟 至100分钟	1-3	3-12			10^{-6}
电阻率	ρ	直流			1-5	1.5-10	0.05-0.5	1-5	$\Omega\cdot\text{m}$

表2.2 Ni-Zn铁氧体的典型特性

特 性	符号	测 试 条 件		主要应用：电			单位
		$f(\text{kHz})$	$\widehat{B}(\text{mT})$	其它条件	感器与变压器		
起始磁导率	μ_i	$<10\text{kHz}$	<0.1		400-750	160-490	70-150
饱和磁感强度应	B_s			$H=800\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$	270-340	300-3600	250-400
				$H=4000\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$			mT
矫顽力	H_c			，从饱和和开始	16-50	80-160	160-300
剩余损耗因子	$\text{tg}\delta_r/\mu$	1MHz	<0.1			25-90	20-40
		3MHz	<0.1		35-150	50-200	25-50
		10MHz	<0.1				60-100
磁滞系数	η_B	10KHz	0.3-1.2		1-2	5-15	2-10
居里点	θ_c				125-200	200-350	250-400
温度因子	$\frac{\Delta\mu_i}{\mu_i^2\Delta\theta}$	$<10\text{kHz}$	<0.1	从25°C至55°C	0-15	0-8	0-8
电阻率	ρ	直流			$>10^3$	$>10^3$	$>10^3$
							$\Omega\cdot\text{m}$

能愈差。结构形状对性能造成的影响，原因是多方面的。这些原因可能是：由于模具的复杂形状导致压力不均匀，加压后的材料密度不均匀，因而磁性能下降；复杂结构的磁芯受到的烧结温度和气氛不均匀的影响，因而磁性能不均匀；研磨加工对磁芯产生影响，装配时产生的应力都要导致磁芯特性的下降。

前面介绍的 $\mu(\theta)$ 曲线与烧结温度和气氛关系密切，如果磁芯的密度不均匀或各部分的烧结条件不同，则磁芯的不同部位就具有不同的 $\mu(\theta)$ 曲线，因而对复杂结构的磁芯来说，在磁导率的温度关系的控制方面比环形磁芯困难得多。

应力对 $\mu(\theta)$ 曲线和磁性损耗有着强烈的影响。研磨材料时，研磨工序对材料的表面施加压力；对材料的内部施加拉力。这种应力的存在决定于材料成分、磁芯形状和研磨方法。有人曾对经过研磨后的铁氧体中的剩余表面应力进行过测量，发现这种应力一般为 600mN/m^2 ，而且随着离开表面的距离增加而下降，在离开表面约 $5\mu\text{m}$ 的深度处，剩余应力降低为零，由于材料表面附近的磁导率因应力存在会大大下降，所以损耗因子 $\frac{\text{tg}\delta}{\mu}$ 有所提高。

磁芯进行装配时的接触面必须十分平整和光洁，以便保证装配后具有较低的稳定的接触磁阻，此外，两个磁芯中心柱的表面也要经过研磨，以便提供一个气隙。经过这些加工后，磁芯的磁滞损耗和剩余损耗都会增加，磁滞的温度因子也要发生变化。原则上讲，可进一步通过抛光表面的方法来消除应力。但是由于抛光工效较低，导致器件成本提高，因而除特殊应用场合的电感器外，均不采用抛光工序。

使特性发生变化的原因还有装配过程中的夹钳或粘结。如果在铁氧体表面涂上一层环氧树脂，由于树脂在固化过程中会引起应力，使磁导率明显降低。

尽管以上种种因素均可能引起磁特性下降，但这种下降量比由于材料的改进而获得

表2.3 RM磁芯的有效尺寸和有效磁导率

磁芯 类型	有效尺寸			电感因子 $A_L(\text{nH}\cdot\text{N}^{-2})$									
	l	A_L	c_1	40	63	100	160	250	315	400	630	1000	1600
	(mm)	(mm ²)	(mm ⁻¹)	有效磁导率									
RM4	21.0	11.0	1.90	60.8	95.7	152	243	380	479				
RM5	20.8	20.8	1.00	31.8	50.1	79.6	127	199	251				
RM6S	26.9	31.3	0.86	27.4	43.1	68.4	109	171	215				
RM6K	25.6	32	0.80	25.5	40.1	63.7	102	159	201	255			
RM7	29.8	40	0.74	23.7	37.4	59.3	94.9	148	—	237			
RM8	35.1	52	0.67	21.5	33.8	53.7	85.9	134	169	215	238		
RM10	42	83	0.50	—	—	40.3	64.4	101	127	161	254	403	644
RM14	71	178	0.40	—	—	—	50.8	79.4	100	127	200	317	508

的磁性能的提高值小得多。因而在提高磁特性方面应更多地着眼于研制和改进磁性材料。下面介绍几种铁氧体材料的典型特性。表2.1表示了Mn-Zn铁氧体的典型特性；表2.2表示了Ni-Zn铁氧体的典型特性；表2.3表示了RM磁芯的有效参数和有效磁导率。

§ 2.5 绕组的特性

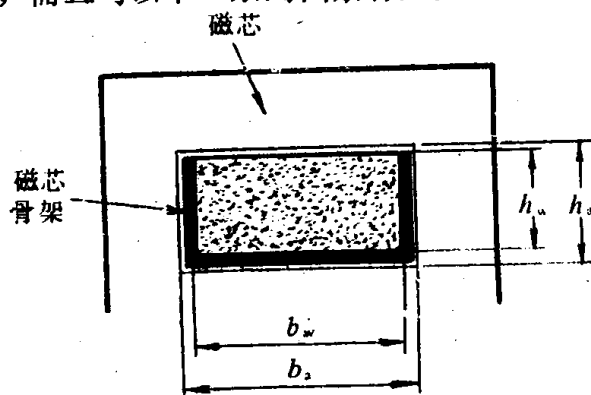
在前面各节中，我们讨论了磁芯的形状及特性，接着讨论绕组的结构和特性。因为作为磁性器件的设计者，不仅要根据使用场合，设计和选用磁芯，而且应当有能力为磁芯设计最合适的绕组，即正确地确定绕组结构、绕组的匝数、导线的种类和直径、绕制方式以及安装方法等等。磁性器件的特性为磁芯和绕组两者的综合特性。磁芯材料特性即使很好，若没有好的绕组配合，仍得不到具有理想磁特性的磁性器件。因此，对于绕组的设计、计算、制造和调整是磁性器件设计中的重要内容。本节将较系统地介绍磁性器件中绕组的设计和计算方法，并就绕组对器件特性的影响作概括性的介绍。

一、根据绕组的截面积确定线圈的匝数

绕组的面积是由磁芯的窗口面积确定的。当绕组面积确定后，就可以进一步确定绕组的匝数。该匝数不仅决定于采用的导线直径，而且与以下一系列因素有关。

1. 线圈的绕制方式；
2. 每层线圈之间隔离用的介质膜的层数；
3. 绕制线圈过程中的张力状态；
4. 每个绕组所包含的独立线圈数目以及它们之间的联接方式。

设计和计算线圈匝数时，使用到的几何参数如图2-19所示。图中的窗口面积为 $b_w \cdot h_w$ ，通常用 A_w 表示。绕组截积为 $b_w \cdot h_w$ 用 A_w 表示。 b_w 、 h_w 分别为窗口的宽度和高度； b_w 、 h_w 分别为绕组的宽度和高度。



$$A_w = \text{窗口面积} = b_w \cdot h_w$$

$$A_w = \text{窗口纯的截面积} = b_w \cdot h_w$$

图2-19 计算绕组时采用的参数符号

图2-20绘出了绕组中的导体在理想排列时的横截面形状。其中(a)为导体作正方形 b 的排列方式；(b)为六角形的排列方式。对于正方形排列方式，若导体的直径为 d_0 （包括绝缘层厚度在内），且比空间尺寸小得多，当绕组面积为 A_w 时得到的线圈匝数为：

$$N = \frac{A_w}{d_0^2} \quad (2-61)$$

令绕组中铜导体的占空因子为 F_w ，表示绕组中铜导线的总面积与绕组的实际截面积的比值，其表示式为：

$$F_w = \frac{\text{绕组中铜导线的总面积}}{\text{绕组的实际截面积}}$$

$$\text{对于理想的正方形排列，} F_w \text{为：} F_w = \frac{\pi}{4} \left(\frac{d}{d_0} \right)^2 \quad (2-62)$$

式中, d 为裸铜线的直径, 由式 (2-62) 可知, 当 $\frac{d}{d_0} \rightarrow 1$ 时, $F_w \rightarrow 0.785$ 。

正方形的排列方式是一种相当密集的排列方式。另一种经常采用的排列方式为六角形排列, 在匝数较多的情况下, 其占空因子 F_w 用下式表示:

$$F_w = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{d_0} \right)^2 \quad (2-63)$$

当 $\frac{d}{d_0} \rightarrow 1$ 时, $F_w \rightarrow 0.907$ 。

实际绕组中的导体, 很难排列成如图2-20所示的理想结构。但是如果在线圈的绕制过程中, 操作仔细, 而且线圈层间不再安放绝缘介质膜, 则在绕组中的大部分区域中, 可得到六角形的排列方式。

根据导体的占空因子的定义, 得到

$$F_w = \frac{N\pi d^2}{4} \cdot \frac{1}{A_w} \quad (2-64)$$

式中, N 为绕组的匝数。

在实际应用中, 常用到另一个重要参数, 即铜导体的总占空因子 F_s , 表示绕组中铜导线的总面积与磁芯窗口的实际面积的比值, 通常用下式表示,

$$F_s = \frac{\text{绕组中铜导线的总面积}}{\text{磁芯窗口的实际面积}} = \frac{N\pi d^2}{4} \cdot \frac{1}{A_s} \quad (2-65)$$

式中, A_s 与图2-19中所表示的意义相同, 为磁芯窗口面积。

因为大多数绕组都是手工绕制的, 因而导体不可能获得非常有规律的排列。对于实际得到的排列不整齐的绕组, 若要较准确地求出绕组匝数, 需假设一个堆积因子 F_p 。因此, 一个任意绕制的绕组的匝数可以由式 (2-61) 乘以 F_p 求出, 即

$$N = \frac{A_w}{d_0^2} \times F_p \quad (2-66)$$

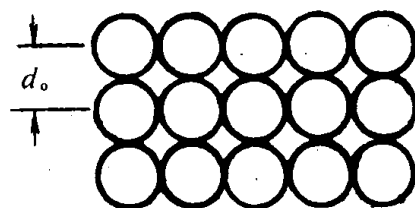
式中, F_p 值决定于导体的直径。

必须指出, 绕组面积不仅能决定绕组匝数, 而且还决定具体的绕制条件 (线的张力、横向走速以及操作技巧等)。

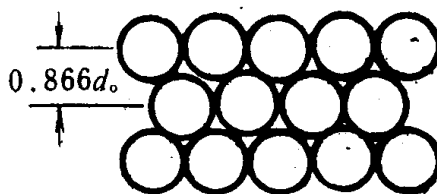
有些绕组的线圈之间需采用绝缘纸或塑料薄膜作绝缘层。此时不必在线圈骨架两侧设置保护法篮。为了防止位于端头的线圈倒塌, 就要求绕组的宽度 b_w 小于每层绝缘层的宽度。设 h_w 为绕组的高度, 且层间接触紧密, 则匝数为

$$N = p \times \frac{h_w}{d_0} \times F_p \quad (2-67)$$

式中, p 为绕组的层数, 它表示为 $p = \frac{h_w}{(d_0 + t)}$, t 为绕组层间的绝缘层厚度; F_p 为堆积



(a) 正方形



(b) 六角形

图2-20 绕组中导体为理想排列时的截面图

(a) 正方形排列方式

(b) 六角形排列方式

因子。

一个设计得很好的磁芯窗口，堆积因子 F_p 接近1，通常在0.95左右。

§ 2.6 绕组的直流电阻

假设组成绕组的导线的总长度为 l ，横截面为 A ，则绕组的直流电阻为

$$R_d = \frac{\rho_c l}{A} \quad (2-68)$$

式中， ρ_c 为导线材料的电阻率。对于铜来说，在20°C度时的 ρ_c 值为 $1.64 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$ ，电阻率的温度系数为 $3.93 \times 10^{-3} ^\circ C^{-1}$

若裸导线的直径为 d ，每匝平均长度为 l_w ，匝数为 N ，则式(2-68)可以表示为

$$R_d = \frac{4\rho_c N l_w}{\pi d^2} = N l_w R_c \quad (2-69)$$

式中， $R_c = \frac{4\rho_c}{\pi d^2}$ ，表示单位长度的导线所具有的电阻值。

对于一个截面为圆形的绕组，可以根据平均直径来确定每匝的平均长度。当线圈绕制在矩形框架上时，将会出现如图2-21所示的弯曲现象。在计算每匝的平均长度时，常常忽略由弯曲所引起的计算误差。参照图2-21(b)得到每匝的平均长度 l_w 为

$$l_w = 2(A + B) + \pi h_w$$

联立式(2-69)与式(2-64)后，得到绕组的直流电阻 R_d 应为

$$R_d = \frac{\rho_c N^2 l_w}{A_w F_w} = \frac{\rho_c N^2 l_w}{A_c F_c} \quad (2-70)$$

由式(2-70)可知，对于充满窗口的绕组来说， R_d 正比于匝数 N 的平方。若在此绕组中放入磁芯，电感量 L 同样与 N 的平方成正比。因此，对于一个给定的磁芯来说，可以用绕组的电阻 R_d 与电感量 L 的比值 R_d/L 来表示其特性，其表达式为

$$\begin{aligned} \frac{R_d}{L} &= \frac{\rho_c}{\mu_0 \mu_r} \cdot \frac{l_w c_l}{F_w A_w} \\ &= \frac{\rho_c l_w a^2}{F_w A_w} \\ &= \frac{\rho_c l_w}{F_w A_w A_L} \times 10^9 \end{aligned} \quad (2-71)$$

若 F_w 与导体直径的关系不大，则 R_d/L 与匝数 N 无关，只与磁芯的几何形状有关。通常用该比值作为衡量磁芯设计优劣的指标。显然，该指标应当愈小愈好。

如果绕组是由股数为 s 、直径为 d 的导线所组成，当忽略由导线之间的不平引对几何尺寸的影响后，可以根据式

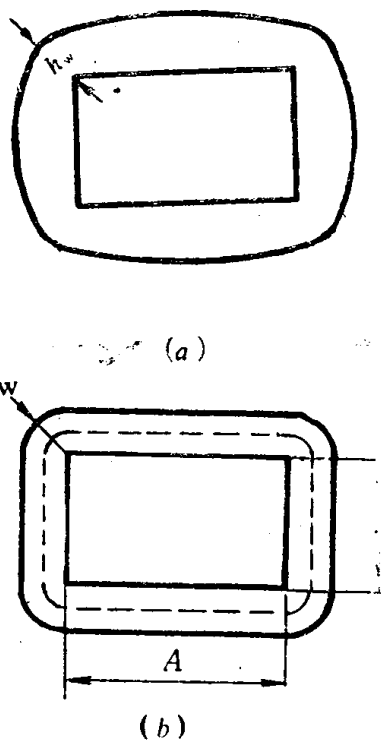


图2-21 矩形骨架上绕组的几何形状

(2-68) 来计算绕组的电阻。为计算方便, 先根据单根导线计算出相应的 R_d , 然后再除以股数 s , 求出多股线绕组的实际直流电阻值。

以上所有的讨论仅限于单个绕组的情况, 而且认为这个绕组基本上占有整个窗口。实际上, 即使是一个最简单的变压器, 至少也应当由两个匝数不等的绕组组成。因此, 在估算绕组的直流电阻或损耗时, 必须同时考虑两个绕组。

设两个绕组的匝数分别为 N_1 和 N_2 , 通过它们的电流分别为 I_1 和 I_2 , 它们之间必然满足下列关系

$$I_1 N_1 = I_2 N_2$$

根据式 (2-71) 得到绕组中的功率损耗

$$P = I_1^2 \frac{\rho_c N_1^2 l_{w1}}{A_{w1} F_{w1}} + I_2^2 \frac{\rho_c N_2^2 l_{w2}}{A_{w2} F_{w2}}$$

式中下脚标“1”和“2”分别表示不同绕组。如果式中 $l_{w1} \approx l_{w2} = l_w$, $F_{w1} \approx F_{w2} = F_w$ 以及 $A_{w1} + A_{w2} = A_w$ (绕组总面积) 则

$$P = \frac{\rho_c I_1^2 N_1^2 l_w}{F_w} \left(\frac{1}{A_{w1}} + \frac{1}{A_w - A_{w1}} \right)$$

将上式对 A_{w1} 微分并令其为零, 则得到

$$\frac{1}{A_{w1}^2} = \frac{1}{(A_w - A_{w1})^2}$$

或

$$A_{w1} = \frac{A_w}{2} \quad (2-72)$$

由式可见, 要在绕组中得到最小的功率损耗, 则这两个绕组的面积应该趋于相等。如果 $l_{w1} < l_{w2}$, 则 $A_{w2} > A_{w1}$, 此时应适当调整它们的面积。

§ 2.7 绕组中的交流损耗

若导体处于交变磁场中, 将要感生电动势, 产生涡流, 从而导致涡流损耗。绕组是由导体绕制成的, 因此, 当它处于交变磁场中时, 由涡流引起的功率损耗是不可避免的。

如果导体所处的交变磁场, 是由导体中自身的交变电流引起的, 此时产生涡流损耗的机理是集肤效应。倘若作用于导体的交变磁场是由邻近的载流导体产生的, 产生涡流损耗的机理是邻近效应。下面我们进一步介绍上述两种损耗的产生过程、表达公式及克服这些损耗的途径。

1. 由集肤效应引起的涡流损耗

在一根绝缘直导线中通过交流电流时, 如果频率不很高, 由交变电流引起的同心磁

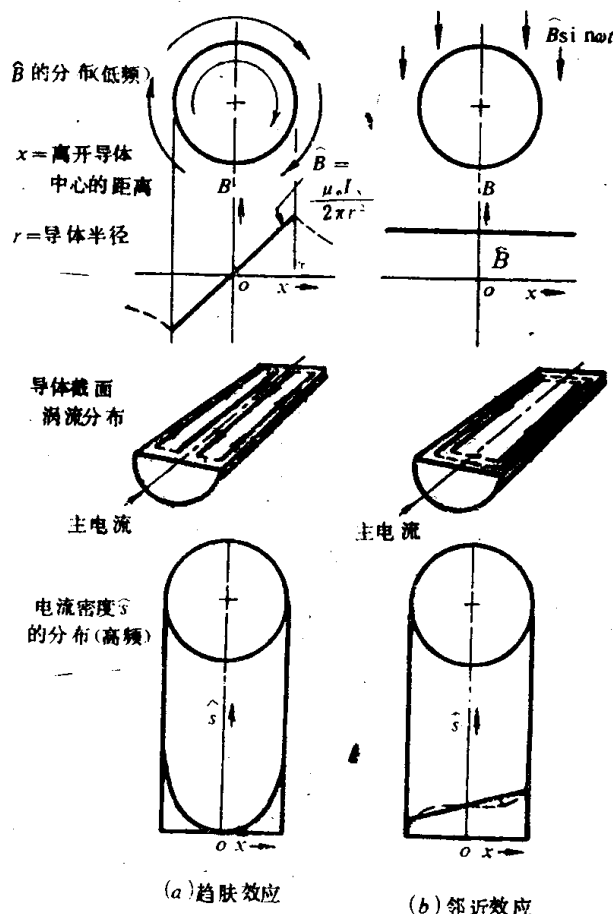


图2-22 圆柱形导体内的集肤效应和邻近效应

场在导线截面上的分布形象如图2-22(a)最上面的图所示。同心磁场在导体内感应出与磁化电流方向相反的电流，该电流称为涡流。涡流在导线截面上的分布如图2-22(n)的中间部分所示。涡流的作用是使导体中心附近的磁化电流削弱，使沿导体表面流通的电流加强，这就使导体横截面上的电流呈不均匀分布，横截面中心的电流最小，表面附近的电流最大。如图2-22(a)下图所示。如果外加交流电流的频率提高，则感应电动势增大，电流在截面上分布的不均匀性进一步加剧，以致把导体中的电流驱赶到表面附近，局限在薄壁中流通。这种效应称集肤效应。由于集肤效应的作用使导体的交流电阻大于直流电阻。对于圆形截面的导体，其交流电阻表示为

$$R_s = R_d + R_s = R_d (1 + F) \quad (2-73)$$

式中， R_s 是由集肤效应引起的电阻增量， F 为集肤效应因子，它表示集肤效应的强弱。

集肤效应随 d/Δ 而异，其中 d 为导体直径； Δ 为渗透深度，它是导体的重要参数，表示由于涡流作用，使离开导体表面为 Δ 的距离处的电磁波衰减到等于表面处电磁波的 $1/e$ 。渗透深度 Δ 与导体的电阻率 ρ_c 、相对磁导率 μ_c 以及工作频率 f 有关，通常表示为

$$\Delta = \left(\frac{\rho_c}{\pi \mu_0 \mu_c f} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-74)$$

集肤效应以及以后将要介绍的邻近效应均与渗透深度 Δ 有关。它们之间的关系如图2-23所示。该图表示了集肤效应因子 F 和邻近效应因子 G_s 随着 d/Δ 的增加而变化的规律。

由于集肤效应使圆形截面导体中能够流通电流的面积比实际截面积小，而且随着频率提高，这种减小更为明显。这是因为频率愈高，集肤效应愈严重，导致渗透深度 Δ 大大下降的缘故。由于 Δ 随频率 f 变化，所以，在工程应用中常常需要知道给定频率下的 Δ 值。表2.4中给出了常用导体(铜、铝和银)在20°C和70°C时的系数 k ，该值决定于导体材料的电导率。当 k 值由表2.4查得后，再据以下公式求出 Δ 值，即

$$\Delta = kf^{-\frac{1}{2}}$$

铜导体在20°C时的透渗深度 Δ 随频率的变化规律如图2-24所示。

在该图中同时给出了导体的门槛直径随频率的变化规律，该直径表示交流电阻增加到导体直流电阻1.2倍时的直径。实际直径应当小于该值。

由图(2-23)可见，对圆形截面导体来说， d/Δ 小于2时，集肤效应因子可以忽略不计；随着 d/Δ 值增加，集肤效应因子 F 迅速增加，当 d/Δ 大于5时， $(1+F)$ 与 d/Δ 之间满足下列关系，即

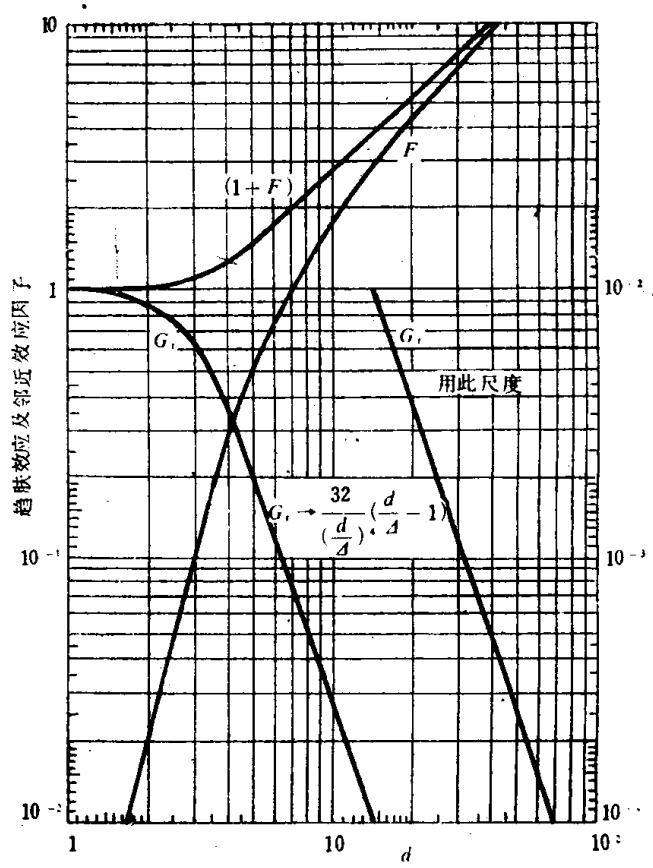


图2-23 圆形截面导体的集肤效应因子(F)和邻近效应因子(G_s)随 d/Δ 的变化

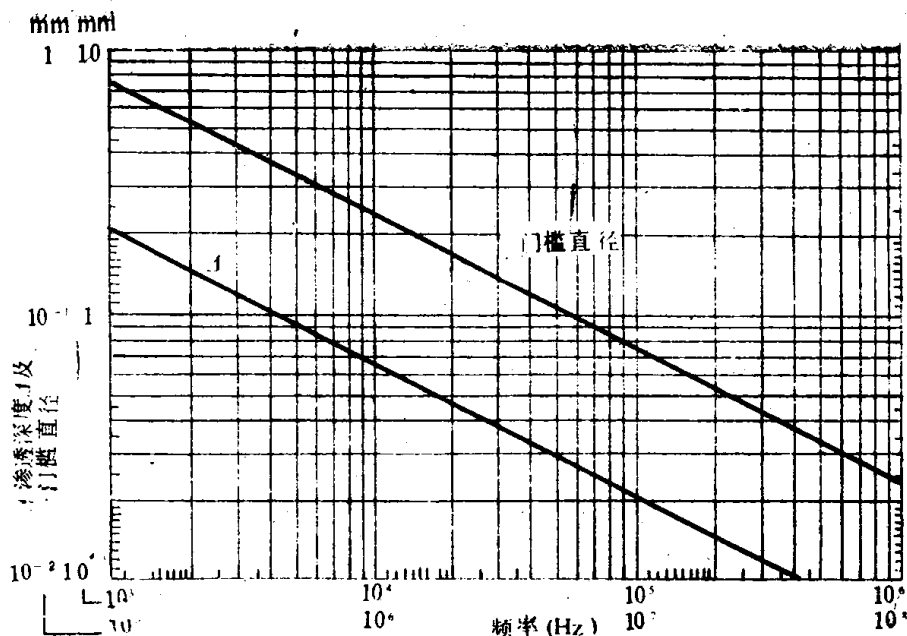


图2-24 圆形截面铜导体在20°C时，由于集肤效应而使 Δ 和门槛直径随频率的变化

表2.4 在20°C和70°C时，铜、铝和银导体的 k 值

导体材料	温度 (°C)	k	
		(MHz ^{1/2})	(mmHz ^{1/2})
铜	20	0.0655	65.5
	70	0.072	72
铝	20	0.082	82
	70	0.090	90
银	20	0.064	64
	70	0.070	70

$$1 + F \approx \frac{1}{4} \left(\frac{d}{\Delta} + 1 \right)$$

由上式可知，当 Δ 值很小时，由于 d/Δ 值很大，这时可进一步简化为

$$1 + F \approx \frac{d}{4\Delta}$$

将该式代入式 (2-73)，则得到交流电阻 R_a 为

$$R_a = R_d(1 + F) = \frac{R_d \cdot d}{4\Delta} \quad (2-75)$$

由于 $R_d = \frac{4\rho_c l}{\pi d^2}$ ，将此式代入式 (2-75) 得

$$R_a = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu \rho_c f}{\pi}} \quad (2-76)$$

由式(2-76)可知,导体的交流电阻 R_s 随直径 d 的增加而下降,而直流电阻 R_d 随直径的增加成平方关系下降,即比前者下降更为明显。因此,交流电阻与直流电阻的比值将随直径增加而增加。

在较高频率下,由于电流只能沿着集肤深度限定的导体表面层流通,此时的交流电阻如式(2-75)所示,它们又可以表示为

$$R_s \approx \frac{R_d \cdot d}{4\Delta} = \frac{4\rho_c l}{\pi d^2} \cdot \frac{d}{4\Delta} = \frac{\rho_c l}{\pi d \Delta} \quad (2-77)$$

将上式与一般电阻公式相比,其分母 $\pi d \Delta$ 相当于导体的截面,它表示的是一个周长为 πd ,厚度为 Δ 的截面的面积。

为了减弱高频时的集肤效应,可以采用互相绝缘的多股细导线,将它们互相搓捻,编织成多股导体绳。由于导体是互相绝缘的,因而将涡流限制在每根细导线中,从而削弱了集肤效应的影响。

2. 邻近效应引起的损耗

如前所述,邻近效应是由邻近导体的交变磁场在某一导体中引起的涡流效应。通常绕组是用若干平行排列的导体绕制成的,因此邻近效应亦可以看成整个绕组的磁场对一导体引起的涡流效应。必须指出,位于磁场中的绕组或导体,不管它们本身是否原来载流,都将引起涡流效应。如果它们原来有电流通过,则由涡流引起的损耗将与导体本身的损耗相叠加,从而使总损耗增加。

载流绕组产生的磁场的方向与绕组中导体的轴向垂直。对于圆形截面的导体,且 d/Δ 值又不大的时候,合成涡流路径及电流分布如图2-22(b)所示。

当 d/Δ 值小于1时,由于导体本身引起的涡流效应可以忽略不计,因此,仅需考虑邻近效应及其产生的损耗。

下面我们来分析图2-25所示的薄导带中的情况。薄导带长度为 l 、宽度为 b 以及厚度为 d ,受到邻近导体的磁场($\hat{B} \sin \omega t$)作用后,产生的感应电压为

$$E = \frac{\omega \hat{B} 2xl}{\sqrt{2}} \quad (2-78)$$

式中, x 为厚度方向的任意尺寸。

由邻近场产生的涡流将沿着薄带的长度 l 方向来回流通。当忽略薄带两个端头的电阻后,涡流在厚度为 dx 的极薄范围内遇到的电阻 dR 表示为

$$dR = \frac{2\rho_c l}{b dx}$$

相应的功率损耗 dP_p 为

$$dP_p = \frac{E^2}{dR} = \frac{\omega^2 \hat{B}^2 x^2 l b dx}{\rho_c}$$

厚度为 d 的薄带中的总损耗 P_p 为

$$\begin{aligned} P_p &= \frac{\omega^2 \hat{B}^2 l b}{\rho_c} \int_0^{\frac{d}{2}} x^2 dx \\ &= \frac{\omega^2 \hat{B}^2 l b d^3}{24 \rho_c} \end{aligned} \quad (2-79)$$

上式是对于矩形截面的导体,并假定了磁感应强度 B 与带平面相平行而得到的结

果。如果 B 不平行于带平面，则 P_p 值增加。对于直径为 d 的圆形截面导体，亦可用相似方法推得损耗表达式为

$$P_p = \frac{\pi \omega^2 \widehat{B}^2 l d^4}{128 \rho_c} \quad (2-80)$$

现在我们对圆形截面导体中产生的邻近效应损耗作进一步的讨论。

当截流导体受到邻近导体的横向磁场作用时将导致电流密度分布不均匀。沿导体的一侧得到加强，另一侧则被削弱。如图2-22(b)的下图的实线所示。当工作频率较高或导体内部的直径较大时， (d/Δ) 值远大于1，导体内部的磁感应强度因涡流作用而大大下降。与此相应的电流密度变化更大，加剧了电流密度分布的非线性（如图2-22(b)的下图中的虚线图形）。当出现这些现象时，集肤效应使电流只能在接近导体表面的一个很薄的层内流过。如果相邻导体的横向磁感应强度是均匀的，则上述两种效应互相加强，使电流向导体的某一侧集中。

如果在式(2-80)中引进一个邻近效应因子 G_r ，对计算圆形截面导体中由邻近效应引起的损耗带来很大方便。即

$$P_p = \frac{\pi \omega^2 \widehat{B}^2 l d^4 G_r}{128 \rho_c} \quad (2-81)$$

邻近效应因子 G_r 是无量纲因子，它随 d/Δ 的变化规律已示于图2-23中。必须指出，图中 G_r 的变化规律仅适用于圆形截面导体。当 d/Δ 下降为1时， $G_r \rightarrow 1$ ；当 d/Δ 增加到4以上时， G_r 值近似地用下式表示

$$G_r \approx \frac{32}{\left(\frac{d}{\Delta}\right)^4} \left(\frac{d}{\Delta} - 1\right) \quad (2-82)$$

实际上更多地使用损耗角正切的形式，对于与邻近效应损耗相应的损耗角正切 $\tan \delta_p$ ，是人们更为关心的参数。

为简单起见，假设绕组只有一个线圈，其中填有铁氧体磁芯。设绕组空间的磁感应强度与绕组的安匝数成正比，即

$$\overline{B^2} = k N^2 I^2$$

式中， $\overline{B^2}$ 是 B^2 在绕组空间的平均值， k 为常数。

将式(2-81)用电阻形式表示，则得到

$$P_p = I^2 R_p$$

式中， R_p 是由邻近效应引起的损耗电阻，它与绕组相串联。由上式可知

$$R_p = \frac{P_p}{I^2}$$

因为绕组的电感量 $L = \frac{\mu_0 \mu_r N^2}{c_1}$ ，由上面一系列公式，得到 $\tan \delta_p$ 为

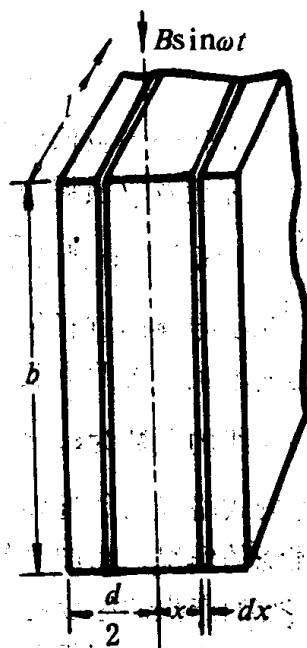


图2-25 计算薄带涡流的模型

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg} \delta_p &= \frac{R_p}{W_1} = \frac{P_p c_1}{I^2 \omega \mu_0 \mu_r N^2} \\
&= \frac{\pi \omega^2 k N^2 I^2 l d^4 G_r}{64 \rho_c} \cdot \frac{c_1}{I^2 \omega \mu_0 \mu_r N^2} \\
&= \frac{\pi^2 k c_1}{32 \rho_c \mu_0} \cdot \frac{f l d^4 G_r}{\mu_r} \quad (2-83)
\end{aligned}$$

当工作频率较低时, d/Δ 小于 1, $G_r \approx 1$, 此时 $\operatorname{tg} \delta_p$ 与 G_r 无关, 与频率 f 成正比; 频率较高时, 邻近效应损耗增加, 在 $d/\Delta \approx 3.5$ 时, $\operatorname{tg} \delta_p$ 达到最大值。频率更高时, G_r 正比于 $(\frac{d}{\Delta})^{-3}$ 或 $f^{-\frac{3}{2}}$; 所以, $\operatorname{tg} \delta_p$ 正比 $f^{-\frac{3}{2}}$ 即随 f 增加而下降。

减小导体的直径虽然可以有效地降低邻近效应, 但是与此同时, 导体的直流电阻 R 将迅速增加。为此克服邻近效应的有效措施是选用线径 d 较细的多股线来代替单股线。若多股线的股数为 s , 则在低频时的绕组有效截面积为 $\frac{s \pi d^2}{4}$ 。制作绕组时每根导线按螺旋式路径与邻近导线绕在一起, 为说明这种结构, 图 2-26 中表示了其中两根导线互相缠绕的情况。由图可知, 当正弦变化的磁感应强度 $B \sin \omega t$ 垂直穿过该组两根导线时, 它们产生的感应电动势互相抵消。若多股线互相捻扭的程度足够大, 则可以使感应电动势基本上互相抵消。

现在我们将式 (2-83) 用于这种多股线绕组情况, 将 $s N l_m$ 代替导线总长度 (即 N 匝, 根导线的总长度) l 后得到

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg} \delta_p &= \frac{\pi^2 k l_m c_1}{32 \rho_c \mu_0} \cdot \frac{f N s d^4 G_r}{\mu_r} \\
&= \frac{k_s f N s d^4 G_r}{\mu_r} \\
&= \frac{k_E f N s d^4 G_r}{A_L} \quad (2-84)
\end{aligned}$$

式中, k_s 和 k_E 表示邻近效应的两个不同常数。它们之间的关系为 $k_s = 10^{-9} \frac{k_E c_1}{\mu_0}$ 。常数 k_s 的单位是 $[s \cdot m^{-4}]$ 或 $[s \cdot mm^{-4}]$, 用后一单位时, 直径 d 的单位应取 mm 。常数 k_E 的单位是 $[s \cdot m^{-4} \cdot H]$, 同样可以用 mm 和 nH 来表示。

如果绕组是实心单股导线制成, 只要将上式中 s 取为 1, 即可直接计算 $\operatorname{tg} \delta_p$ 值。

当绕组空间内的磁感应强度不均匀时, k_s 和 k_E 值不易通过公式直接计算, 通常均是由实验确定。

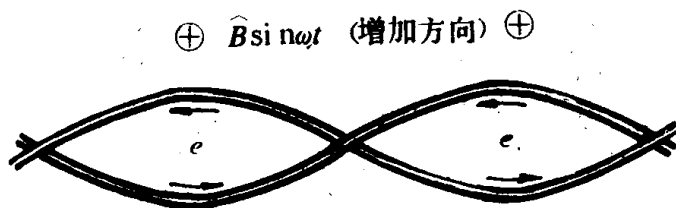


图 2-26 横向磁通在多股线中产生的感应电动势互相抵消的图解说明

第三章 电感器磁芯

§ 3.1 对电感器的要求

在许多选频电路以及通讯设备中，电感器是一种基本元件，在电路中起着重要的作用。在载波电话机中，使用着成千上万个电感器，对于这种基本元件的质量、体积等指标，要求越来越高。对电感器的主要要求有以下几点：

- (1) 在一定温度下长期工作时，电感器的电感量随时间的变化率应保持最小；
- (2) 在给定工作温度变化范围内，电感量的温度系数应保持在允许限度之内；
- (3) 电感器的电损耗和磁损耗都要很低；
- (4) 非线性畸变小；
- (5) 价格低、体积小。

下面我们介绍衡量电感器质量的具体指标，它们是设计电感器的的重要依据。

1. 电感量

滤波槽路中使用的电感器，与电容器共同决定谐振频率。在设计过程中，应当首先根据网络的要求，精确地计算出槽路中所需的电容量和电感量。从市场上可以购到容量误差小于 $\pm 2\%$ 的电容器。对电感器则必须进行具体设计，除根据所要求的电感量进行计算外，还必须使电感量有调整余地，以便得到精确的 LC 值。

电感量的调整范围应当等于电容器和电感器这两个元件的误差的总值，以便实现精确的补偿。在一般情况下，电容器的容量误差为 $\pm 2\%$ ，杂散电容量为 $\pm 1\%$ ，而电感器的电感量还要随绕组的几何形状及有效磁导率而变化。所以通常要求电感器的总的调节范围为 $\pm 7\%$ 。

电容器的电容量以及电感器的电感量要随温度和时间而发生变化。此变化量通常用变化率来表示。电容量的变化率主要由电容温度系数决定，它取决于电容器的介质和结构特性。电感量的变化率主要也是温度因素引起，它可以通过增加空气隙得到缓和，但与此同时，将会引起磁导率下降。从电路观点出发，电容量或电感量的单独变化并不是最重要的。重要的是在给定温度范围内， L 与 C 乘积的总变化量的大小。因为决定电路频率值的量是 LC 。由于 LC 乘积的温度系数一般为 $0 \pm 100 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ ，所以电感量的温度系数必须限制在 $+50 \sim 150 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ 的范围内。

2. Q-因子

为了保证网络具有较好的“衰减~频率”特性，要求电感量具有较高的Q-因子。频率高于数十千赫时，易于得到较高的Q-因子；频率较低时，如果要得到较高的Q-因子，则要求有效磁导率高，以便使绕组和磁芯损耗得到平衡。但与此同时，电感量的变化率增大。可见，在设计过程中，高的Q-因子和低的电感量变化率不能同时兼得。实际上常用引进一定的气隙的办法来获得较小的电感量变化率，从而可提高电感量的稳定性，但此时Q-因子将有所下降。通常，Q-因子的范围是，频率为300Hz时为50；频率为100

kHz时为500~1000；频率为20MHz时，为200左右。

3. 磁滞效应

由于材料的磁滞效应使电感器产生磁滞损耗，Q-因子也因此而下降。在设计电感器时，电感器的磁滞损耗要尽量小。由磁滞效应导致的另一个影响是使电感量随磁场增加而增加，从而引起了波形畸变。当磁场强度不很大时，前一种影响可以忽略不计，主要考虑后一种影响。因而在调整电感量时，磁场振幅不能太高，否则将导致电感量增加，产生谐波和互相调制效应。特别是在同一电路中存在两个电平相差较大的信号时，这种现象尤为严重。这时电感量的磁滞因子（单位体积的磁滞损耗）应小于0.1。

4. 其它

对电感器来说，除了以上要求以外，还需要注意下列事项。

相邻电感器之间磁性耦合要尽量小，一般来说，相邻电感器绕组的隔离度不应小于50~70dB。

在磁性材料选用方面应当注意，当工作频率从低频直到1MHz时，最好选用Mn-Zn铁氧体，这类材料不仅具有低损耗值，而且具有较宽范围的低温系数，以适应不同的应用范围。这类材料在不同频率时的磁导率分别为：3000 ($f < 1\text{MHz}$)和700 ($f = 1\text{MHz}$)。当工作频率很高时宜选用低损耗Ni-Zn铁氧体材料。所选择磁芯的有效磁导率要适当，绕组的安装和引出线接线要方便、可靠。

§ 3.2 磁芯的最佳几何形状

早期的电感器磁芯是用铁粉芯制成的。由于铁粉的磁导率低，不易获得高电感量，因而，都采用环形磁芯结构，这种结构导致绕线和电感量调整困难。用铁氧体材料取代铁粉后，既可以保证磁芯具有足够的磁导率，又能很方便地制成各种有利于绕线和调整电感量的结构形式，还能获得良好的屏蔽效果，铁氧体磁芯的结构是多种多样的，图3-1给出了目前广泛采用的罐形磁芯结构。这种磁芯是由两个相同的罐形结构组成。每个罐形磁结构的中心磁路是一个铁氧体圆柱，柱的周围有一个闭合环形空间，以便放置绕组。两个磁芯的接触面需经过仔细研磨，以保证有良好的接触。空气隙一般位于中心磁路之间的空间。磁芯的外圆上开有小孔或槽，以便引出绕组的引出端。在圆柱体的中心磁路的中间开有孔，以便放置调整电感量用的磁体。

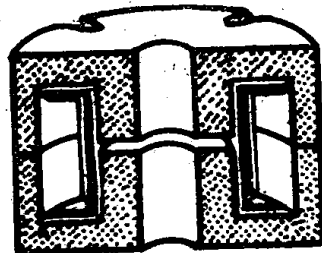


图3-1 铁氧体罐形磁芯的横截面

设计一个Q-因子较高的电感器时，不仅要设法降低铁氧体磁芯的损耗，而且要使磁芯具有最合理的尺寸，以保证在一定的应用条件下，绕组的直流电阻与电感量的比值最小。

下面以罐形磁芯为例，利用电感量和直流电阻的表达式求出直流电阻 R_d 与电感量 L 的比值和磁芯几何尺寸的关系。

首先，设电感器的有效磁导率为 μ_e ，线圈匝数为 N ，则电感量可以用下式表示

$$L = \frac{\mu_0 \mu_e N^2}{c_1} \quad (3-1)$$

式中, c_1 为磁芯的尺寸因子, 等于 $\frac{l_e}{A_e}$, 其中 l_e 为磁芯的有效长度; A_e 为磁芯的有效截面积。

其次, 设绕组的铜导线直径为 d , 则绕组的直流电阻 R_d 为

$$R_d = \frac{4\rho_c N l_w}{\pi d^2} = \frac{\rho_c N^2 l_w}{A_w F_c} \quad (3-2)$$

式中, ρ_c 为铜导线的电阻率 ($t=0^\circ\text{C}$ 时, ρ_c 为 $1.69 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$); l_w 为每匝的平均长度, A_w 为窗口空间的横截面积; F_c 为绕组中铜的占空因子; 通常表示为铜的总截面积与

A_w 之比, 即表示为 $\frac{N \left(\frac{\pi d^2}{4} \right)}{A_w}$ 。

利用式(3-1)和式(3-2), 并考虑到实际绕组并非理想的充填状态, 需引入绕组的充填因子 F_p (其值小于1), 则得到

$$\frac{R_d}{L} = \frac{\rho_c}{\mu_0 \mu_r F_c F_p} \cdot \frac{l_w l_e}{A_w A_e} \quad (3-3)$$

如果式中的 F_c 与 F_p 仅与排列方式有关, 而与导体的直径无关, 则 $\frac{\rho_c}{\mu_0 \mu_r F_c F_p}$ 值与磁芯尺寸无关。而 $\frac{R_d}{L}$ 式中与尺寸有关的项是 $\frac{l_w l_e}{A_w A_e}$, 该项的量纲是长度的负二次方。

由此可知, 要减小 $\frac{R_d}{L}$ 值, 则必须压缩磁路长度。

为了适应印刷电路和微电子技术的需要, 设计和推广了代号为RM的菱形磁芯。其结构如图3-2所示。这种磁芯的主要优点是各个绕组的引线都可以固定在线圈的骨架上, 所以, 接线的可靠性高。

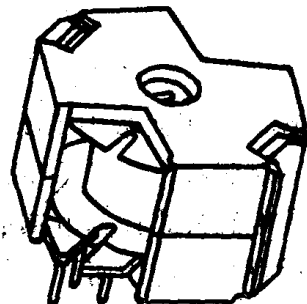


图3-2 典型的菱形磁芯结构

§ 3.3 匝数因子 α 与电感因子 A_L

电感器磁芯中, 可供调节的空气隙已在制造时预先设计好了, 设计工作者不需直接去确定气隙的长度, 而应当首先明确空气隙所起的作用, 并将气隙调整到合理的长度。为方便起见, 通常采用一定长度的气隙所对应的有效磁导率, 或者一定长度的气隙所对应的电感量, 并以此标准来对气隙进行调整。

在第二章中我们已经对有效磁导率 μ_e 作了定义, 它是确定电感器的一个重要参数。电感器的其他特性如温度系数、损耗因子等亦均与 μ_e 有关。如果不同尺寸的罐形磁芯的 μ_e 为已知, 则电感量的设计将大大简化。

对于一定尺寸的磁芯, 可以用匝数因子 α 或电感因子 A_L 来表示电感量和匝数的关系。

由式(3-1)所示的电感量与匝数的关系又可以表示为

$$L = \frac{\mu_0 \mu_r N^2}{c_1} \times 10^3 \quad (3-4)$$

将上式移项后得到

$$N = \sqrt{\frac{c_1 L}{\mu_0 \mu_r}} \times 10^{-3} = \alpha \sqrt{L} \quad (3-5)$$

式中, α 定义为匝数因子。由式 (3-5) 可知, 当 $L=1$ 时,

$$\alpha = \sqrt{\frac{c_1}{\mu_0 \mu_r}} \times 10^{-3} = N \quad (3-6)$$

由式 (3-6) 可知, α 表示的物理意义为要得到 1mH 电感量时所需要的匝数。此时 C_1 的量纲为 mm^{-1} 。

式 (3-4) 又可以表示为

$$L = A_L N^2 \quad (3-7)$$

上式中的 A_L 值为

$$A_L = \frac{\mu_0 \mu_r}{c_1} \times 10^3 \quad (3-8)$$

定义 A_L 为电感器的电感因子。由式 (3-7) 可知, 当 $N=1$ 时 $A_L=L$ 。由此可知, A_L 表示: 一个给定的磁芯, 每平方匝数所具有的电感量。将式 (3-6) 代入式 (3-8) 后, 得到

$$A_L = \frac{1}{\alpha^2}$$

或

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{A_L}} \quad (3-9)$$

上式表示了匝数因子 α 与电感因子 A_L 之间的关系。

对于罐形磁芯来说, 磁路的几何形状比较复杂, 故很难精确确定 μ_r 值, 这就给直接利用电感公式计算电感量带来困难。在工程设计中, 匝数因子 α 和电感因子 A_L 可通过有关资料获得, 因而就可以直接利用式 (3-5) 或式 (3-7), 根据要求的电感量计算出所需的匝数。由此可见, α 和 A_L 在工程设计方面是两个很有用的参数, 但必须指出, 它们并不能直接用来表征磁芯的特性, 只有有效磁导率 μ_r 才是表征磁芯特性的重要参数。在调整电感量时, 当磁芯调整到可调范围的中心位置时, 就应正好得到 μ_r 或 A_L 的标称值。

§ 3.4 电感量的调整原理和方法

根据所选磁芯的 α 或 A_L 值以及要求的 L 值, 就可以计算出电感器绕组的匝数。由此得到的匝数往往不是整数, 为此, 只能根据最接近的计算值取整数。显然, 由此得到的电感量将与标称值不同, 必须加以调整。特别是对于只有几匝的低电感量电感器来说, 这种调整更有必要。对于实际应用的电感器还必须考虑由其它因素带来的误差。所以, 在电感器中必须设计可调机构。下面我们首先介绍两种调节原理, 接着介绍几种常用的调整方法。

调整电感量的原理如图 3-3(a) 所示, 由图可知, 磁芯中心磁路的两个相对应的表面都制成倾斜面结构, 因而当一个磁芯相对于另一个磁芯旋转一个角度时, 就改变了气隙的大小, 从而改变了磁芯的有效磁导率和电感量。利用这种方法进行电感量调节时, 具有无法克服的缺点, 即电感量的调整必须在罐形磁芯装配和固定以前完成, 一旦磁芯装

配和固定完毕,就很难再进行电感量调整.因此,该方法在实际中不常采用.实际广泛采用的调整原理如图3-3(b)和图3-3(c)所示.具体电感器结构如图3-5所示.

图3-3(b)表示在一个空心圆柱磁体中插入一个调整磁芯以后的结构,该调整磁芯可以沿着中心轴线上上下下移动,从而使气隙的有效磁阻发生变化.磁阻的变化导致通过气隙的磁通分流,从而改变了电感量的大小.

下面我们参考图3-3(c),进一步讨论这种结构,以便了解调整电感量的原理.

首先假定,调整磁芯的磁阻与环绕该磁芯的空气隙磁阻相比,可以忽略不计(当调整磁芯的磁导率比空气隙的磁导率高100倍以上时,上述假定是成立的).其次,假定空气隙的平均长度 l_e 与调整磁芯的长度 l_A 相比要小得多,故亦可忽略不计.在这些假定前提下,通过具体计算方法求出有关磁路和空气隙中的磁阻,并由此导出该种结构的有效磁导率 μ_e .

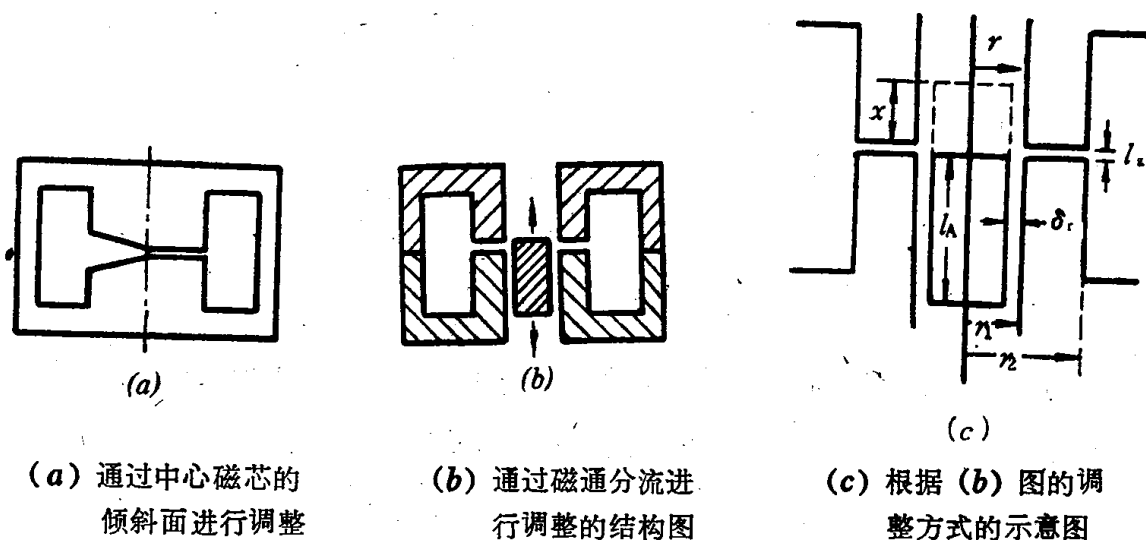


图3-3 调整罐形铁氧体磁芯的电感量的方法

由图3-3(c)可知,环绕调整磁芯的空气隙面积为

$$A_e = \pi(r_2^2 - r_1^2) \quad (3-10)$$

式中, r_1 为空心柱体的内半径; r_2 为空心柱体的外半径.由此得到上述气隙的磁阻为 $\frac{l_e}{A_e}$.当调整磁芯位于图3-3(c)所示的虚线位置,即调整磁芯的顶部上升至距气隙为 x 的位置时,调整磁芯的总磁阻为

$$\frac{\delta r}{2\pi r x} + \frac{\delta r}{2\pi r(l_A - x)} = \frac{\delta r}{2\pi r} \cdot \frac{l_A}{x(l_A - x)} \quad (3-11)$$

式中, δr 为调整磁芯与中心孔之间的径向气隙长度, r 为气隙的平均半径.

由式(3-11)可知,调整磁芯的总磁阻将随它的位置而改变. $x=0$ 时,磁阻为 ∞ ; $x = \frac{l_A}{2}$ 时,磁阻最小; $x=l_A$ 时,磁阻亦为 ∞ .

当 $x = \frac{l_A}{2}$ 时得到的磁阻最小值为

$$\frac{\delta r}{2\pi r} \cdot \frac{4}{l_A} \quad (3-12)$$

对于如图3-3(c)所示的结构, 如果气隙长度 l_g 一定, 为提高分流作用, 应该减小 δr ; 增加 r 和 l_A 。

由上图不难知道, 调节磁芯的磁阻是与空心柱体的空气隙磁阻并联的, 由二者决定的总磁阻为

$$\frac{\frac{\delta r l_A}{2\pi r x(l_A - x)} \cdot \frac{l_g}{A_g}}{\frac{\delta r l_A}{2\pi r x(l_A - x)} + \frac{l_g}{A_g}} = \frac{\delta r l_A l_g}{\delta r l_A A_g + 2\pi r x(l_A - x) l_g}$$

上式表示的磁阻是在调节磁芯以后的磁阻, 与气隙磁阻组成的总磁阻。联系有效磁导率表示式以后可得 $\mu_e = \frac{c_1}{\frac{l_g}{A_g} + \frac{c_1}{\mu}}$, 不难得到在有分流条件下的有效磁导率应为

$$\mu_e = c_1 \cdot \left[\frac{c_1}{\mu} + \frac{\delta r l_A l_g}{\delta r l_A A_g + 2\pi r x(l_A - x) l_g} \right]^{-1}$$

有效磁导率的极限值分别为

$$(\mu_e)_{\min} = c_1 \cdot \left[\frac{c_1}{\mu} + \frac{l_g}{A_g} \right]^{-1}$$

$$(\mu_e)_{\max} = c_1 \cdot \left[\frac{c_1}{\mu} + \frac{l_g}{\frac{A_g + \pi r l_A l_A}{2\delta r}} \right]^{-1} \quad (3-13)$$

显然 $(\mu_e)_{\min}$ 对应于磁阻最大时的状态, 此时调整磁芯位于 $x=0$ 或 $x=l_A$ 的位置;
 $(\mu_e)_{\max}$ 对应于磁阻最小时的状态, 此时调整磁芯位于 $x=\frac{l_A}{2}$ 的位置。图3-4给出了 $x=0 \sim 4\text{mm}$ 时 μ_e 的变化规律。其中有效磁导率较高的曲线为实际测量曲线; 有效磁导率较低的曲线为理论计算曲线。由于实际存在漏磁通, 因而 μ_e 的实际测量值高于理论计算值。

图3-4中曲线的斜率不宜太大, 因为斜率太大, 则电感量随温度和时间率就大, 稳定性会受到影响。为了限制调整曲线的斜率, 必须选用磁导率低的铁氧体材料作调节磁芯或尽量增大径向间隙 δr 。

由式(3-13)可知, 罐形磁芯的 μ_e 值的调整范围与平均气隙长度有关, 气隙长度愈大, 调整范围愈宽。当气隙 l_g 很小时就难于得到足够宽的调整范围, 因为这时绝大部分磁通都通过气隙 l_g 。此时只有通过控制调整磁芯的尺寸, 即增加调整磁芯长度 l_A 和缩小径向间隙 δr 才能获得较宽的调整范围。

调整范围至少要保证能够得到要

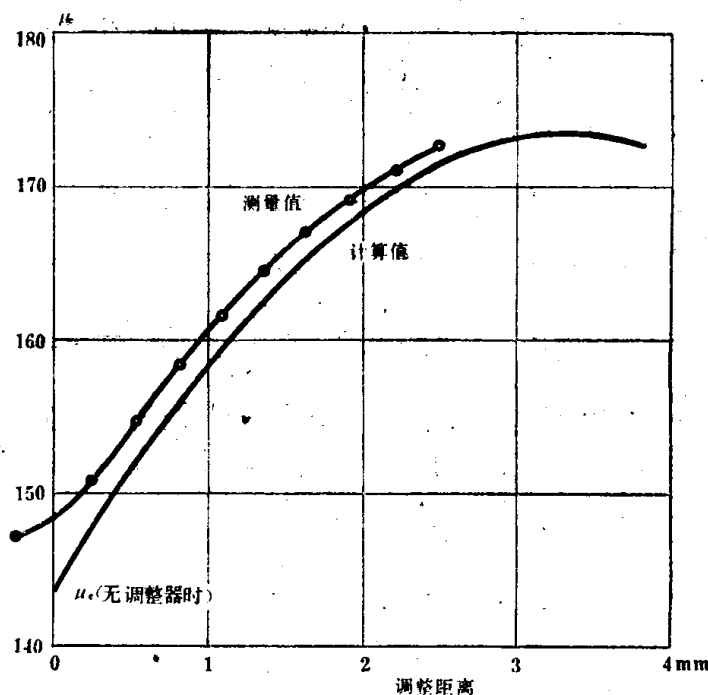


图3-4 罐形磁芯的理论和实测调整曲线的示例

求的 LC 乘积值,并且要考虑到制造过程中可能引起的 LC 乘积的公差。例如,当要求的调整范围是总电感量的14%时,它就包含: A_L 的公差为 $\pm 3\%$;谐振电容器的公差为 $\pm 2\%$;杂散电容量引起的公差为 $\pm 2\%$ 以及有效磁导率的公差等。有效磁导率的公差大小决定于有效磁导率 μ_e 本身的大小。 μ_e 愈高,引起的公差愈大,因而很难同时得到高的 μ_e 和足够宽的调整范围。为此,即使从电感量变化率方面来考虑,对 μ_e 值没有严格的限制,但是,从调整范围来讲, μ_e 值也不能太高。对于实用电感器来说, $\mu_e=400$ 已经是最大值了。

图3-5表示了利用上述分流原理调整磁阻的几种典型结构。如图3-5(a)所示,外部是一个管形磁芯,在该磁芯的孔中放置一个与塑料载体粘合在一起的铁氧体杆,通过调节载体在孔中的位置就可以使电感量发生变化。图3-5(b)中采用了有螺纹的塑料套管来固定可上下调节的铁氧体螺杆;图3-5(c)是直接采用铁氧体螺杆进行调节的。

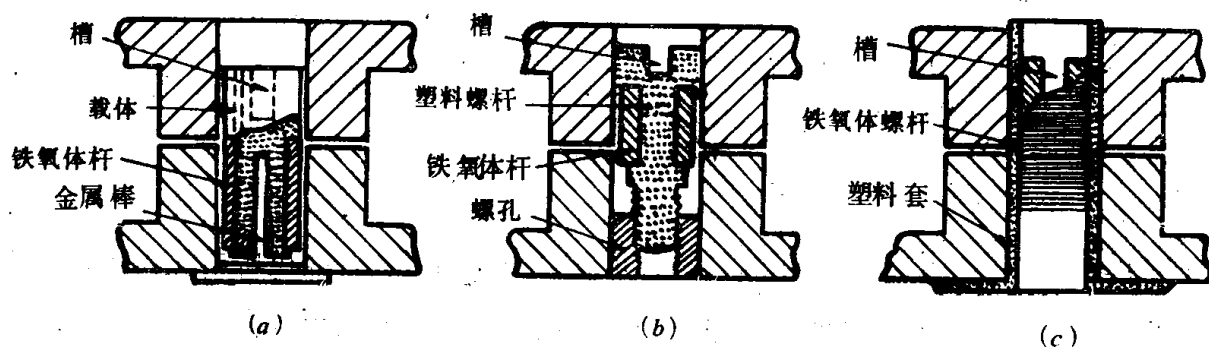


图3-5 利用分流原理调整磁阻的典型结构

§ 3.5 电感量的稳定性

对于选频电路来说,保持 LC 乘积的稳定不变是非常重要的。为此电感量(以及电容量)随时间的变化应尽可能小,而且应设法使电感量随温度的变化与电容量的相应变化互相补偿。

电感量的变化率来源于铁氧体材料本身或电感器中各种非铁氧体部件。这些变化可以是可逆的(如电感量随温度的变化),也可以是不可逆的(如电感量随时间的变化)。

对于一个用新型铁氧体磁芯制成的电感器来说,要得到一个变化率相当低的电感器并不困难。电感量的温度系数一般均低于 $50 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$;电感量在长期使用后的漂移小于 10^{-3} 。在一些特殊应用的场合,有关指标比上述值更低。为了得到高稳定性的电感器,必须进一步了解影响电感量变化率的因素和降低变化率所采取的有效措施。

由铁氧体材料引起的电感量变化率主要决定于磁导率的变化。即铁氧体材料的磁导率要随温度、时间、磁感应强度、工作频率、偏置场强度以及机械应力而变化,所以电感器的电感量也将随以上诸因素而发生变化。

上述因素产生的磁导率的相对变化表示为 $\frac{\Delta\mu}{\mu}$,由此产生的电感量的相对变化为 $\frac{\Delta L}{L}$,两者之间的关系可以根据式(2-21)导出,有

$$L = \frac{\mu_0 N^2}{\frac{l_g}{A_g} + \frac{c_1}{\mu_i}} = \frac{\mu_0 \mu_s N^2}{c_1}$$

式中, μ_i 为起始磁导率。对上式进行微分后得

$$\begin{aligned} \frac{dL}{d\mu} &= \frac{\mu_0 N^2 c_1}{\mu^2} \left(\frac{l_g}{A_g} + \frac{c_1}{\mu_i} \right)^{-2} \\ &= \frac{L}{\mu^2} \mu_s \end{aligned}$$

式中, 用 μ_s 代替 μ_i , 表示并不限于对起始磁导率求导数。因为 μ_s 可表示为

$$\mu_s = \frac{c_1}{\frac{l_g}{A_g} + \frac{c_1}{\mu_i}}$$

则

$$\frac{dL}{L} = \frac{d\mu}{\mu} \cdot \frac{\mu_s}{\mu}$$

或

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta \mu}{\mu} \cdot \frac{\mu_s}{\mu} \quad (3-14)$$

通常 $\mu_s < \mu$, 即 $\frac{\mu_s}{\mu} < 1$, 由式(3-14)可知, 磁导率的相对变化所引起的电感量的相对变化总是小于磁导率本身的相对变化。一般称 μ_s/μ 为稀释因子。由于磁导率变化而引起的电感量的相对变化等于磁导率的相对变化值与稀释因子的乘积。对于一个典型的铁氧体电感器来说, μ_s/μ 为 200/2000, 由此可见, 由磁芯开槽所引起的稀释因子, 对电感量的相对变化值是磁导率的相对变化值的十分之一。

考虑到温度系数的影响, 磁导率随温度的变化将引起电感量的变化, 它们之间的关系如下式所示, 即

$$\frac{\Delta L}{L \Delta \theta} = \frac{\Delta \mu_s}{\mu_s^2 \Delta \theta} \mu_s \quad (3-15)$$

式中, $\Delta \theta$ 为温度变化量。

因为滤波器中的电感器通常是工作在弱磁感应强度下, 所以无论是温度因子(T.F)还是温度系数(T.C)都将影响起始磁导率 μ_i 。温度因子是指材料的起始磁导率 μ_i 的温度系数用 μ_i 归一化以后的值, 通常用以表示铁氧体材料的温度特性。一个典型的温度系数值为 $(1 \pm 0.5) \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$, 如果是开槽磁芯, 其 μ_s 为 150, 则得到相应的温度系数极限值为 $(75 \sim 225) \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ 。这时可以根据实际需要选用相应的电容器作为谐振电容器。聚苯乙稀薄膜电容器的电容量的温度系数与上述电感器的电感量温度系数大小接近相等, 且符号相反, 因而利用它们进行组合, 当温度变化时可以起到良好的补偿作用。

以上讨论中均假定起始磁导率 μ_i 随温度的变化是线性的。实际上起始磁导率随温度的变化在绝大部分温度范围内都是非线性的, 只是在某一小范围内才呈现线性, 如图3-6所示。同样, 电容器的电容量随温度的变化规律也是非线性的, 所以, 电感器与电容器之间的精确补偿也只能在某个特定的温度范围内才能实现。其次, 必须注意, 由于不同

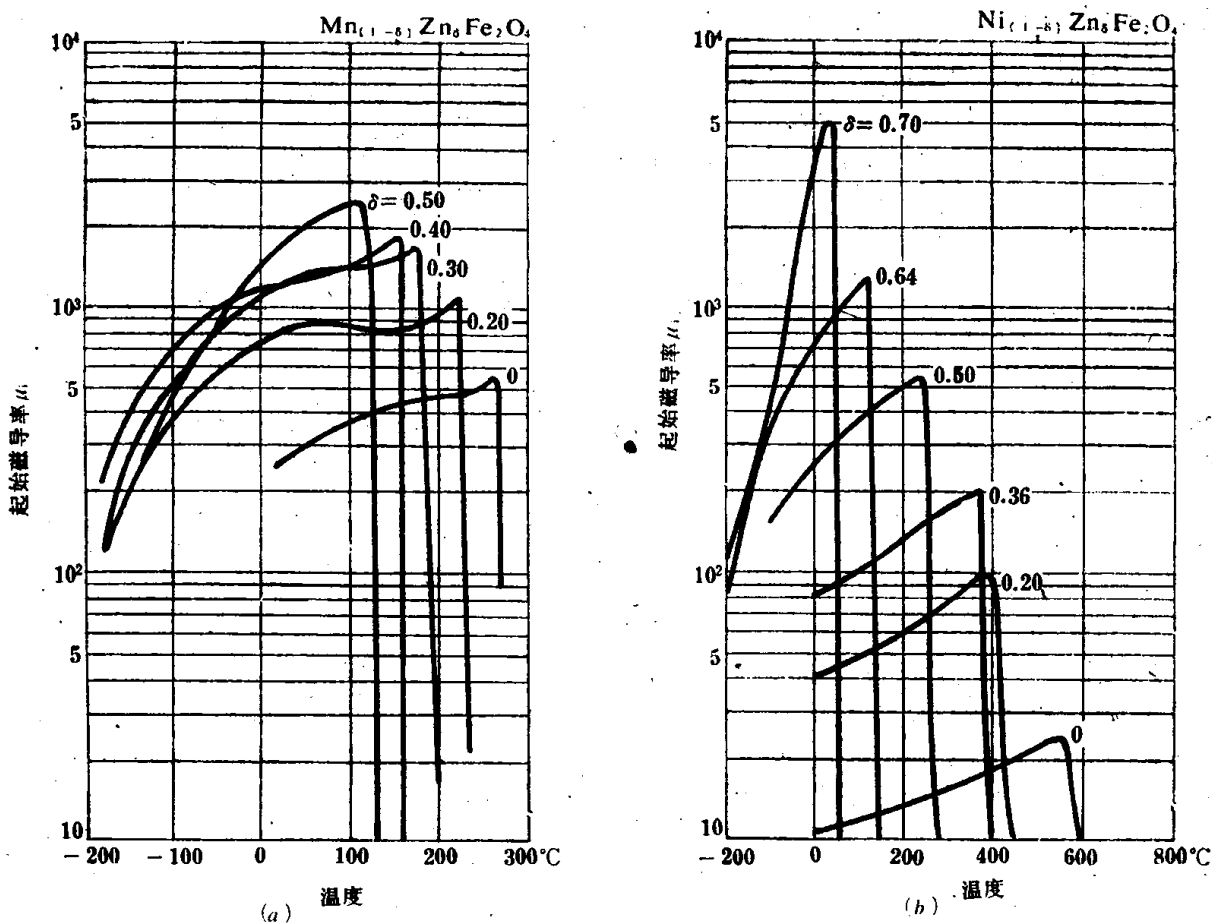


图3-6 不同铁氧体的 μ_i 与温度的关系

温区的 μ_i 不同,因而Q-因子亦不同,在进行温度系数补偿的同时,仍力求具有较高的Q-因子。即良好的补偿应是低的电感变化率与高的Q-因子值的折衷结果。

图3-6表示了三种不同铁氧体材料的起始磁导率 μ_i 随温度变化的规律。其中曲线(a)为高磁导率Mn-Zn材料和低损耗Mn-Zn材料;(b)为低损耗Ni-Zn材料。

磁芯材料引起电感量变化的另一机理为减落。这时电感量的变化是由于材料的磁导率随时间变化引起的。例如由于磁性的、热的或机械的因素使材料的磁导率增加到一个较高的不稳定值,当上述因素撤除后,磁导率又逐渐下降,恢复到一个稳定值。在该过程中,磁导率发生了变化,电感器的电感量也随之发生变化,这两种变化量的关系表示为

$$\frac{\Delta L}{L} = \left(\frac{\Delta \mu}{\mu^2} \right) \mu.$$

式中, $\frac{\Delta \mu}{\mu^2}$ 称为减落因子,它表示铁氧体的起始磁导率随时间的变化。其中 $\Delta \mu$ 是在工作时所加标准干扰条件撤除后,于特定的时间间隔(如10分钟或100分钟)内测出的磁导率的变化量。

滤波电感器受到的干扰来源主要是装配、研磨或工作过程的热循环。

温度本身的作用与热循环的作用互相叠加,使电感量的变化规律更为复杂。温度上升,由于磁导率的温度系数而引起电感量增加,而温度的改变也是一种干扰,通过减落现象引起磁导率进一步增加。温度作用撤除后所得到的电感量将比按照温度系数公式计算出来的值高。而且随时间推移,电感量逐渐接近计算值。这就是说,在电感量与温度

的关系曲线上，出现了“超量”。当温度降低时，由于温度系数的影响电感量下降，但是，温度的改变，由于减落现象，将使该温度下的磁导率比相应的稳定值要高。温度停止变化时得到的电感量也就比由温度系数计算出的数值高，并随着时间的推移而降低。

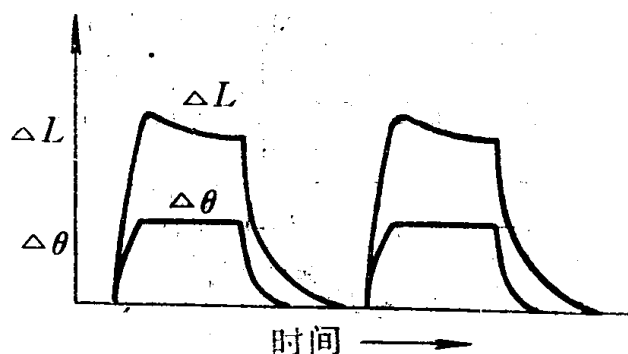


图3-7 减落引起的电感量随温度的变化

图3-7表示了减落对电感量的影响。上述现象对测试电感量的温度系数将会带来明显的误差。为了避免这种误差，测试时，必须在某一测试温度下停留足够长的时间，以便忽略时间变化的影响。一般测试中，停留时间取30分钟。

除温度外，磁场强度和频率等因素，也可能引起磁导率的变化，从而引起电感量的变化。但是，对于在滤波器中的电感器来说，由于工作磁感应强度很低，因而上述因素对 μ 值影响极小，可以忽略其对电感量的影响，而对高稳定的电感器来说，这些影响则不能忽略，特别是偏置磁场的作用要尽量避免。

以上讨论的是铁氧体材料受外界条件影响后，由于磁导率变化而引起的电感量的变化。除铁氧体材料对电感量有影响外，电感器中的非铁氧体部件也会影响电感量。电感器中装配件的位移（如绕组相对于磁芯的位移）以及装配件施加于磁芯的应力都可能引起电感量的变化。表3.1给出了非铁氧体材料引起电感量变化的原因以及相应的预防措施。

表3.1 电感量变化的原因及相应的预防措施

引起电感量变化的原因	预防措施
绕组相对于磁芯移动	采用软胶将线圈骨架固定在磁芯上，避免应力
调整磁芯的位移 a. 随温度位移 b. 随时间位移	a. 防止选用膨胀系数大的材料 b. 防止使调节机构产生剩余应力
在铁氧体磁芯中引起的应力	保持应力低而且恒定，尽量使某些装配件的热膨胀系数互相匹配，避免使用坚硬的或在高温下才能固化的粘合胶
上下磁芯之间出现了相对位移	应设法将上下磁芯适当固定在一起

§ 3.6 引起能量损耗的机构

设计电感器时，需要解决的问题是：选择铁氧体材料和磁芯的尺寸；确定有效磁导率以及确定绕组的形式和匝数。在选择和确定上述参数时并不完全依据Q-因子，还要根据设备的空间结构和体积来确定磁芯的形状和尺寸；根据工作稳定性和磁滞特性来确

定 μ_s 的最大值。在上述各种条件的相互制约下，在力求获得尽可能大的Q-因子的基础上，设计出能满足电感量要求的电感器。

Q-因子是总损耗角正切 $\text{tg}\delta_t$ 的倒数，若 $\text{tg}\delta_t \ll 1$ ，则总损耗角近似地等于 $\text{tg}\delta_t$ ，即它是各种损耗机构产生的损耗角正切之和。设 R 为损耗电阻，它与电感量 L 相串联，此时，总损耗角近似地表示为

$$\frac{1}{Q} = \frac{R}{\omega L} = \text{tg}\delta_t = \sum \text{tg}\delta \quad (3-16)$$

为了降低损耗，首先必须了解引起损耗的各种原因，并进一步讨论Q-因子与频率、电感量、导体的类型以及磁芯的有效磁导率等的关系。

1. 由于绕组的直流电阻引起的损耗

如果绕组的直流电阻为 R_d ，则由绕组引起的损耗角正切为

$$\text{tg}\delta_d = \frac{R_d}{\omega L} \quad (3-17)$$

在给定的频率下，上述损耗主要取决于磁芯的几何形状。磁芯几何形状对 R_d/L 的影响，在本章一开始就作了详细的分析。如式(3-3)所示，如果磁芯的尺寸和形状已定， R_d/L 值主要取决于绕组的充填因子 F_p ； F_p 愈大， R_d/L 就愈小。因此，如果电感器中绕组的直流电阻是引起损耗的主要部分，则为使总损耗减少，必须尽量使绕组的占空因子增大。绕组的直流电阻 R_d 为

$$R_d = \frac{\rho_c N l_w}{\pi d^2} = \frac{\rho_c N^2 l_w}{A_w F_p} = \frac{\rho_c N^2 l_w}{A_L F_p}$$

电感器的电感量 L 为

$$L = \frac{N^2}{\alpha^2} \times 10^{-3} = N^2 A_L \times 10^{-9}$$

由以上两式得

$$\text{tg}\delta_d = \frac{\rho_c l_w \alpha^2 10^3}{\omega A_L F_p} \times 10^3 = \frac{\rho_c l_w 10^9}{\omega A_w F_p A_L F_p} \times 10^9 \quad (3-18)$$

由上式可以看出，频率愈低（ ω 愈低） $\text{tg}\delta_d$ 愈高。因此，由绕组直流电阻引起的损耗是低频工作时的主要损耗。为了降低低频损耗，提高低频工作时的Q-因子，可以采取以下方法：增加电感因子 A_L ，即增加每匝线圈的电感量；增加充填率 F_p ，使绕组导体具有理想的充填密度，在理想充填时，细漆包线绕组的 F_p 值为0.8左右；在满足 μ_s 为一定时，增加 A_w 和 A_L 值。

2. 由绕组中的涡流引起的损耗

当磁化电流的频率增加时，绕组导体中的涡流增大，从而产生明显的集肤效应。邻近导体的洩漏磁场的作用将使集肤现象更趋严重。集肤效应可以使绕组的交流电阻比直流电阻大若干倍，从而使交流损耗大大增加。一般情况下，邻近效应损耗远大于导体本身的损耗，可以证明，由邻近效应引起的损耗角正切为

$$\text{tg}\delta_p = \frac{R_p}{\omega L} = \frac{k f N d^4}{\mu_s} \quad (3-19)$$

式中， d 为实心铜导线的直径，单位为mm。 k 为邻近效应常数，其值由实验决定。 k 。

与磁心的几何形状、有效磁导率以及绕组的特性有关。量纲为mm。

图3-8表示了不同尺寸的菱形磁芯的 k_s 值随电感因子 A_L 的变化规律。通过该图，可以查出不同尺寸、不同 A_L 时的 k_s 值。

由涡流引起的邻近效应与参数 $\frac{d}{\Delta}$ 有关，此处 Δ 为渗透深度，其量纲为mm。对于一定尺寸的铜导线，其值决定于工作频率，频率愈高，渗透深度 Δ 值就愈小。式(3-19)主要适用于 $\frac{d}{\Delta} \gg 1$ 的频率范围；在此范围内，铜导体的总损耗电阻 R_t 近似地表示为

$$R_t \approx R_d + R_p = \frac{4\rho_c N l_w}{\pi d^2} + \frac{\omega L k_s f N d^4}{\mu_s} \quad (3-20)$$

利用上式计算 R_t 值时， k_s 可以通过图3-8查得。 ρ_c 值也可以由有关手册查得，通常采用20°C时的值。铜导线在20°C时， ρ_c 为 $16.9 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{mm}$ 。由式(3-20)可以看出， R_t 值与导线直径 d 有关，如果求出对应于最小的 R_t 值时的直径，则得到了最佳直径 d_{opt} 。将式(3-20)对 d 求导，并令一阶导数等于零，得到 $R_p = \frac{1}{2} R_d$ 时， R_t 为最小值。

据

$$R_p = \frac{1}{2} R_d$$

得到

$$\frac{\omega L k_s f N d^4}{\mu_s} = \frac{2\rho_c N l_w}{\pi d^2}$$

解方程后得出， R_t 为最小值时的最佳直径 d_{opt} 为

$$d_{opt} = \left(\frac{\rho_c l_w \mu_s}{\pi^2 f^2 L k_s} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (3-21)$$

根据式(3-21)，可以求出电感器导线的最佳直径，这种设计方法，只适用于实芯导线制作绕组的情况，其频率范围为10~50kHz。

由式(3-21)可见，最佳直径 d_{opt} 与频率有关。使用频率愈低，最佳直径就愈大。反之，则最佳直径愈小。因此，在高频工作时，宜采用细直径导线。

进一步提高频率（如 $f > 50\text{kHz}$ ），集肤效应与邻近效应均很严重，使总损耗急剧增加，电感器Q-因子下降厉害，以致无法正常工作。为避免这种情况，应当采用多股导线来取代实芯导线。由于多股线是互相缠绕而成，因而可以抵消横向场所产生的感应电动势，并将涡流限制在各个导体内部；又因为多股线的直径很小，因而可以忽略涡流的影响。

如果导体由直径为 d 的 s 股导线组成，式(3-20)可以表示为

$$R_t = \frac{4\rho_c N l_w}{\pi s d^2} + \frac{\omega L k_s N s d^4 G_r}{\mu_s} \quad (3-22)$$

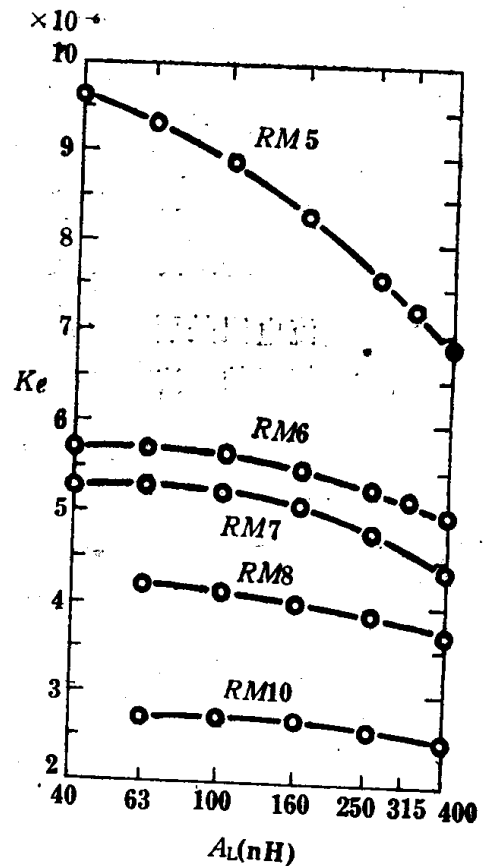


图3-8 邻近效应常数 k_s 随磁芯尺寸和电感因子 A_L 的变化规律

式中,引进了邻近效应因子 G_r ,目的是为了该式的适用范围更宽。因为当频率高于某一值后,通 d/Δ 将大于1。此时由于渗透深度下降,铜导体中的磁量下降,因而由邻近效应引起的电阻值比由式(3-20)中等式右边第二项得到的值有所降低。为使式(3-20)能反映出 R 值随频率的增加而下降的规律,故在式(3-22)中引入与渗透深度有 G_r 有关的因子 G_r 。邻近效应因子 G_r 随 d/Δ 的变化规律如图3-9所示。通常只在高频域,即参数 d/Δ 很大时才能通过 G_r 值对邻近效应产生的损耗电阻加以修正。

当采用多股导线以后,从原理上讲,仍可以根据式(3-21)求出最佳直径。但是实际上却很难同时准确地确定 d 和 s 值。通常是采用近似方法来确定。首先根据 $R_s \ll R_d$ 的条件,选定最大的线径 d ,然后再以最大限度地填满窗口为依据,确定多股导线的股数 s 。

3. 由杂散电容量引起的损耗

杂散电容量包括绕组各层之间的分布电容量,绕组的每一端头与磁芯之间的分布电容量。这些杂散电容量的总和用 C_s 表示,并将其视为与电感量 L 相并联。

假设由介质引起的损耗角的平均值为 δ_d ,则可以用电导 G_s 来表示介质损耗,其表达式为

$$G_s = \omega C_s \operatorname{tg} \delta_d$$

该电导与电感器的感抗一起给出由杂散电容量引起的损耗角正切 $\operatorname{tg} \delta_s$,它是电感器总损耗角正切的组成部分,可以表示为

$$\operatorname{tg} \delta_s = \omega L G_s = \omega^2 L C_s \operatorname{tg} \delta_d = \left(\frac{C_s}{C_r} \right) \operatorname{tg} \delta_d \quad (3-23)$$

式中, C_r 表示与电感组合在一起的谐振电容器的电容量。由于 $C_s \ll C_r$,所以 $\operatorname{tg} \delta_s$ 的影响很小。在电感器制造过程中,一定要尽量减小杂散电容量,才能减少对损耗的影响。

4. 磁芯损耗

我们已讨论了磁性材料的本征特性和磁芯的特性之间的关系,从而引进了匝数因子、磁芯有效尺寸和有效磁感应强度的概念。运用这些概念,就可以从材料的特性推算出磁芯的损耗及其占总损耗的比例。

如果在电感器的绕组两端加上电压 U ,由于磁芯损耗的存在,在绕组两端出现电导 G ,由此造成的功率损耗 $P = U^2 G$ 。当 $\operatorname{tg} \delta \ll 1$ 时,绕组两端的感应电动势 ϵ ,近似等于 U ,这时 U 可表示为

$$U = \frac{\sqrt{2}}{2} \omega \hat{B}_s A N \quad (3-24)$$

当磁芯的有效面积 A 和绕组匝数 N 确定后,可以由峰值磁感应强度 \hat{B}_s ,根据上面的公式确定 U 的值。

由磁芯损耗引起的损耗角正切为

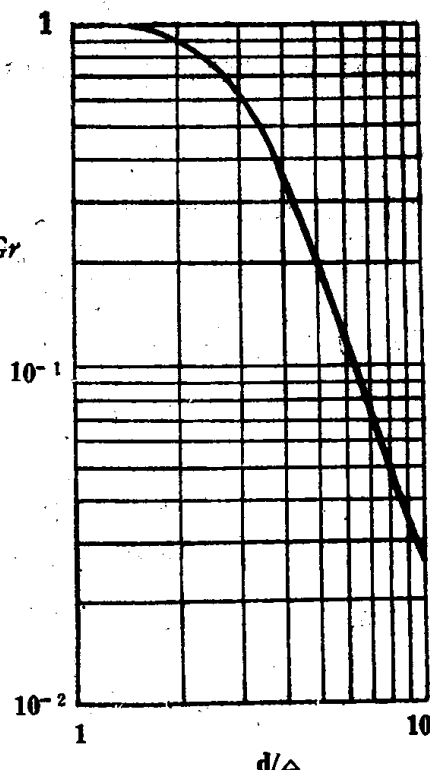


图3-9 邻近效应因子 G_r 随 d/Δ 的变化规律

$$\operatorname{tg} \delta_m = \omega L G = \frac{\omega L P}{U^2}$$

对于没有开槽的磁芯，其电感量可表示为

$$L = \frac{\mu_0 \mu_i N^2 A_c}{L_c}$$

将上式代入 $\operatorname{tg} \delta_m$ 的表达式得

$$\operatorname{tg} \delta_m = \frac{\omega \mu_0 \mu_i N^2 A_c P}{L_c U^2} \quad (3-25)$$

设 P_m 为单位体积的功率损耗，则 $P = P_m A_c l_c$ ，将该式以及式(3-24)代入式(3-25)，则得到

$$\operatorname{tg} \delta_m = \frac{\mu_0 \mu_i P_m}{\pi f \hat{B}_c^2} \quad (3-26)$$

如果在磁芯中引入一个小气隙，且忽略由此而造成的体积减小，并假设这时的 U 、 ω 和 N 都不变，则峰值磁感应强度 \hat{B}_c 不变， P_m 也不发生变化。若用 $\operatorname{tg} \delta_{m\epsilon}$ 表示含有气隙的磁芯的损耗角正切，考虑到此时的 μ_i 应当用有效磁导率 μ_e 表示，则 $\operatorname{tg} \delta_{m\epsilon} \approx \frac{\mu_0 \mu_e P_m}{\pi f \hat{B}_c^2}$ ，它与式(3-26)之间的关系为

$$\frac{\operatorname{tg} \delta_{m\epsilon}}{\mu_e} = \frac{\operatorname{tg} \delta_m}{\mu_i}$$

或写成

$$\operatorname{tg} \delta_{m\epsilon} = \frac{\mu_e}{\mu_i} \operatorname{tg} \delta_m \quad (3-27)$$

由上式可以看出，开有气隙的磁芯的损耗角正切，等于磁芯材料的损耗角正切与稀释因子 μ_e/μ_i 的乘积。由此可见，有气隙的磁芯的损耗比材料的损耗要小。

对电感器磁芯来说，工作磁感应强度很低时，主要的损耗为剩余损耗，用下角标“ r ”表示材料剩余损耗，用下角标“ rg ”表示含有气隙的磁芯的剩余损耗，得

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta_{rg} &= \frac{\mu_e}{\mu_i} \operatorname{tg} \delta_r \\ &= \frac{\operatorname{tg} \delta_r}{\mu_i} \mu_e \end{aligned}$$

式中 $\frac{\operatorname{tg} \delta_r}{\mu_i}$ 为剩余损耗因子，它是在低磁感应强度下磁芯中的主要损耗因子，与磁芯的形状无关。

磁芯中除剩余损耗以外，还具有由时变磁通产生的涡流引起的损耗，这种损耗取决于材料的电导率且与磁芯尺寸和形状有关，但数值较小。通常用下角脚标“ F ”表示磁芯的涡流损耗，它与 μ_e 成正比，即

$$\operatorname{tg} \delta_F = \text{常数} \times f \mu_e \quad (3-28)$$

对于给定的磁芯，在实际测量中很难将 $\operatorname{tg} \delta_r$ 与 $\operatorname{tg} \delta_F$ 直接区分开来。因此，在低的工作磁感应强度下，磁芯损耗通常表示为

$$\operatorname{tg} \delta'_{r+F} = \frac{\operatorname{tg} \delta_{r+F}}{\mu_i} \mu_e \quad (3-29)$$

磁芯中除了以上所述的几种损耗以外,其它损耗均来自磁滞效应,统称为磁滞损耗。磁滞损耗正比于磁感应强度。因为滤波电感器通常工作在低磁感应强度下,因而磁滞损耗的分量很小。对于有气隙磁芯的磁滞损耗角正切可表示为

$$\operatorname{tg} \delta_{\text{磁}}=\mu_0 \eta_B \widehat{B} . \quad (3-30)$$

式中, η_B 为磁滞系数。

5. 总损耗角正切

电感器的总损耗角正切 $\left(\frac{1}{Q}\right)$ 是上述各种损耗角正切的总和。由于绕组的直流电阻所引起的损耗反比于频率 f ; 而由其它损耗机构引起的损耗正比于频率 f , 因此, 若磁芯的 μ 保持不变, 则在某一频率下总损耗为最小。若频率保持不变, μ 增加, 由绕组引起的损耗下降, 而由磁芯引起的损耗上升, 因而在某一 μ 值下, 总损耗角会出现最小值。

图3-10表示各种损耗角正切随频率的变化规律, 图中未绘出磁滞损耗曲线, 因为滤波器所用电感器的磁滞损耗极小, 可以忽略不计。

由图3-10可以看出, 在低频域, 损耗几乎都是由绕组的直流电阻引起。在较高的频率范围, 损耗来自一种或多种机构, 如果电感量较大, 则由杂散电容量引起的损耗为主要成分; 如果绕组导线直径较大, 则损耗主要由邻近效应引起, 但是, 典型的电感器的高频特性, 主要决定于磁芯的损耗。

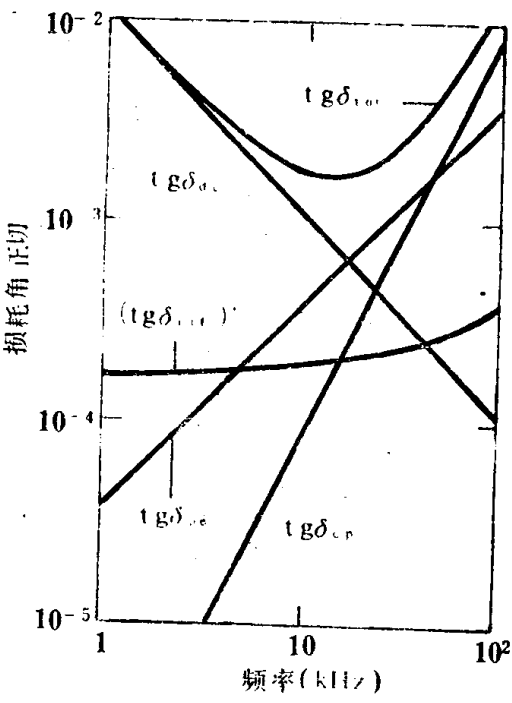


图3-10 电感器的各种损耗角正切随频率的变化规律

§ 3.7 Q-因子

当设计电感器时, 需要预先知道Q-因子随频率的变化规律。图3-11表示了这种关系曲线。它们往往由制造厂家通过具体测量得到。曲线中的数据, 为设计提供了依据。

用测量方法获得上述曲线时, 应先确定 R 和 L 值, 再通过式(3-16)计算Q-因子, 也可以由测量方法直接得到Q-因子。如果采用计算方法得到Q-因子, 就需要利用前面介绍的有关方程, 并需预先确定 A_L 、 A_w 、 S_r 、 d 、 F_p 、 F_w 、 k_s 、 l_w 、 N 、 s 、 μ_r 、 P 以及 $\operatorname{tg} \delta_{r+r}$ 等参数。这些参数有些是给定的, 有些则需根据给定的磁芯进

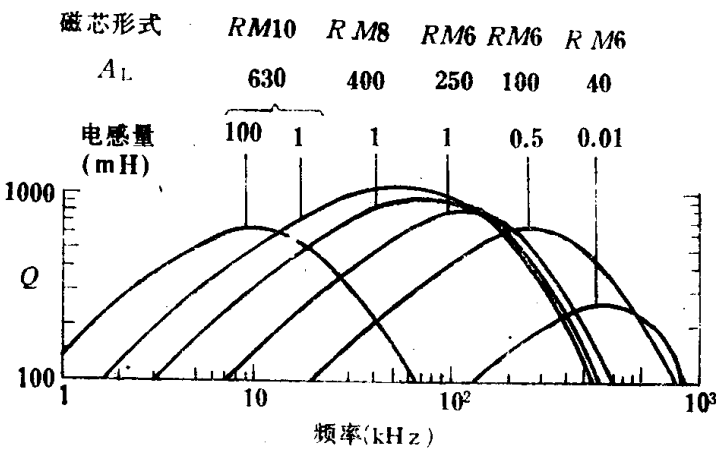


图3-11 Q-因子与频率的关系

行测量。

在测量Q-因子时,只能得到平均结果,因而上列参数均是平均值。当确定了上述参数以后,就可以根据公式计算Q-因子,而且可以计算它与频率以及电感的关系。Q-因子随频率和电感量的变化图称为Q分布图。图3-12是典型电感器在忽略磁滞损耗的条件下得到的Q分布图。通过该图可以直接得到不同类型的铁氧体磁芯在采用不同类型的导体和匝数后的Q值。也可以利用该图在满足任何尺寸和变化率的前提下,迅速确定最佳结构方案。

Q分布图一般为山丘形。考虑图3-12后,可以看出该图的左侧决定于绕组的直流电阻。因为铜导线的充填因子 F ,随匝数变化较小,所以Q的等值线分布接近上下方向。该图左上侧的倾斜是由于为得到大的电感量而需要大量匝数,由此引起的损耗主要由分布电容造成。右侧的损耗通常是磁芯损耗、电容损耗以及邻近效应损耗的总和。图3-12(a)右下侧的斜率主要是邻近效应引起的损耗。如果 A_L 值或 μ_e 值增加,最大Q-因子的位置将向低频方向移动。

对于由实心导体绕制的多数滤波用电感器的Q-因子,主要由绕组的直流电阻和邻近效应电阻决定。

由多股线绕制的多数滤波器用电感器,其最大的Q-因子,主要由绕组的直流损耗和磁芯损耗两者决定。它的总损耗角正切可表示为

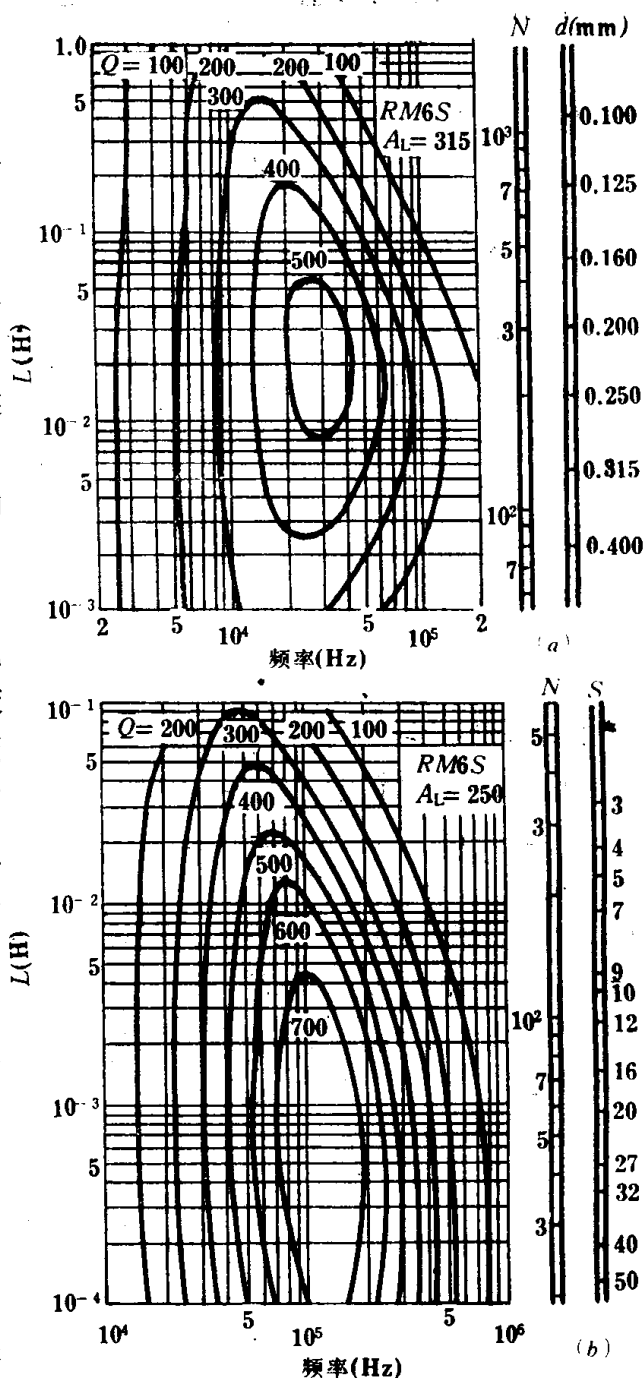
$$\operatorname{tg} \delta_t = \frac{R_d}{\omega \mu_e L_0} + \left(\frac{\operatorname{tg} \delta_{r+F}}{\mu_i} \right) \mu_e \quad (3-31)$$

式中, $L_0 = \frac{L}{\mu_e} = \frac{\mu_0 N^2}{c_1}$, 对于给定的绕组和磁芯来说, L_0 为常数。

将式(3-31)对 μ_e 求一阶导数,并令其为零,求出 $\operatorname{tg} \delta_t$ 为极小值时的条件为

$$\frac{R_d}{\omega \mu_e L_0} = \left(\frac{\operatorname{tg} \delta_{r+F}}{\mu_i} \right) \mu_e \quad (3-32)$$

由上式得到 $\operatorname{tg} \delta_t$ 为极小值时的 μ_e^2 为



(a) 在RM6S ($A_L=315$) 上, 用实心导线 (直径为 d) 绕几匝

(b) RM6S ($A_L=250$) 上, 用 $S \times 0.071\text{mm}$ 多股线绕 N 匝

图3-12 典型的Q分布图

$$\mu_s^2 = \frac{R_d}{\omega L_0 \frac{\text{tg} \delta_{r+F}}{\mu_i}} \quad (3-33)$$

根据上式决定的 μ_s 值求出最大Q-因子为

$$Q_{\max} = \frac{\omega \mu_s L_0}{2R_d} = \frac{\omega L_0}{2R_d} \left[\frac{R_d}{\omega L_0 \frac{\text{tg} \delta_{r+F}}{\mu_i}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

所以

$$Q_{\max} = \left(\frac{\omega L_0}{R_d} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2 \frac{\text{tg} \delta_{r+F}}{\mu_i}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-34)$$

由式(3-34)可知, Q_{\max} 与磁芯损耗 $\text{tg} \delta_{r+F}$ 有关, 对于一定的磁芯材料, 在给定频率下, $\text{tg} \delta_{r+F}$ 不变。同时, Q_{\max} 还与 L_0/R_d 值有关, 由式(3-3)可知, L_0/R_d 与电感器长度的平方有关, 所以在一定频率下, Q_{\max} 与磁芯和绕组的线性尺寸成正比。对于一定形状和尺寸的磁芯来说, 在一定频率下, Q_{\max} 与磁芯材料的损耗因子的平方成反比。随着铁氧体材料的不断发展, 损耗因子正在不断下降, 因而磁芯的尺寸也就越来越小。

§ 3.8 电感器的设计举例

我们在这里通过两个实例来说明电感器的具体设计步骤以及近代铁氧体磁芯电感器能达到的典型指标。设计中涉及的Q-因子可以由Q分布图查得; 其它参数可根据磁芯材料型号, 从有关表格中查得。

【例1】低频电感器

低频电感器主要用在槽路滤波器中, 其技术要求及设计步骤如下:

(1) 技术要求

当外加电压 $U=0.5\text{V}$ 时, $L=20\text{mH}$; 在 30kHz 时, $Q>500$; $T \cdot C < 300 \times 10^{-6}^\circ\text{C}$

(2) 磁芯类型的确定

根据要求Q值, 由图3-12选用RM6S磁芯。此时电感因子 $A_L=315$; $\mu_s=215$ 。

(3) 确定磁芯特性

上述磁芯可以用具有下列参数的铁氧体材料制成。具体参数为:

在 30kHz 时, $\frac{\text{tg} \delta_{r+F}}{\mu_i} < 2.6 \times 10^{-6}$; 磁滞系数 $\eta_B < 0.83 \times 10^{-6}\text{mT}$; 在 $5 \sim 20^\circ\text{C}$ 时

的温度因子 $\frac{\Delta \mu_i}{\mu_i^2 \Delta \theta}$ 为 $0.34 \sim 1.177 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$; 假定调整磁芯位于中间区域时, 电

感量增加7%, 此时的 $\mu_s=230$, 要求无调整磁芯时电感量为 18.99mH 。

(4) 确定绕组的匝数和线径

根据公式 $N = \left(\frac{L}{A_F} \right)^{\frac{1}{2}}$ 求得绕组的匝数为 $N = \left(\frac{18.69 \times 10^6}{315} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 244$; 根据

图3-12查得绕组用漆包线的线径 $d=0.244\text{mm}$, 此直径值几乎与根据式(3-12)计算得到的最佳直径 $d_{0.9}$ 相同。

(5) 计算电感量的温度系数 ($T \cdot C$)

电感量的温度系数 $T \cdot C = \mu_s \times T \cdot F = 230 \times (0.34 \sim 1.17) \times 10^{-6} = (78 \sim 269) \times 10^{-6}$

(6) 求磁滞损耗角正切

由表3.3查得 $A_s = 31.3 \times 10^{-6}$, 将 A_s 值, $U = 0.5V$ 以及 $N = 224$ 代入 $B_s = \frac{2U}{\omega A_s N}$,

求得 $B_s = 0.5mT$. 据式(3-30)得到:

$$\lg \delta_{re} = \mu_s \eta_B B_s = 230 \times 0.83 \times 10^{-6} \times 0.5 = 95 \times 10^{-6}$$

(7) 三次谐波畸变

由三次谐波产生的电动势与外加电动势的比值为 $0.6 \lg \delta_s < 0.6 \times 95 \times 10^{-6} = 57 \times 10^{-6}$. 该值相当于85dB.

【例2】中频电感器

关于中频电感器的技术指标及具体设计步骤如下:

(1) 技术指标

电感量 $L = 1mH$; 在100kHz时 $Q > 700$; 电感温度系数在 $60 \sim 230 \times 10^{-6}/^{\circ}C$ 范围内; 外加电压 $U = 0.5V$.

(2) 确定磁芯类型

据图3-12选取RM6S型磁芯, 无调整磁芯时 $A_L = 250$, $\mu_s = 172$, $Q > 700$.

(3) 磁芯的特性

磁芯特性与前述相同, 假定通过调整磁芯可使电感量增加7%, 此时 $\mu_s = 184$, 要求无调整磁芯时电感量为0.935mH.

(4) 确定绕组匝数和线径

$$N = \sqrt{\frac{0.935 \times 10^6}{250}} \approx 61$$

导体为多股漆包线, $d = 20 \times 0.071mm$

(5) 电感量温度系数

$$T \cdot C = (62.5 \sim 215) \times 10^{-6}/^{\circ}C$$

(6) 磁滞损耗角正切

$$\widehat{B} = 0.6mT; \lg \delta_s < 92 \times 10^{-6}$$

(7) 三次谐波畸变

$$0.6 \lg \delta_s < 55 \times 10^{-6}, \text{ 相当于85dB.}$$

3. 评述

虽然以上介绍的两个示例的要求相似, 但它们具有一些有意义的规律性.

频率从低频到30kHz时, 都可以采用实芯导线. 这是因为实芯导线具有较高的充填因子而且价格便宜. 如果工作频率较高, 而又需要很高的Q-因子, 则最好采用多股线.

在第一个实例中, 磁芯损耗角正切为 $2.6 \times 10^{-6} \times 230 = 0.0006$, $R_d = 3.29\Omega$, $R_p = 1.68\Omega$ 由此得到的绕组交流损耗角正切为 1.3×10^{-3} . 若将总损耗角正切近似地看成磁芯与绕组的损耗角正切之和, 则该值为 1.9×10^{-3} , 相应的Q-因子为530. 该值与从Q分布图中查得的结果是一致的. 若采用较高的 A_L 值, 则得到较高的Q-因子. 但是电感温度系数也相应地增大.

如果要求较低的电感量, 则可以采用较少匝数的粗导线, 此时可根据式(3-21)决定

导体最佳直径。

从第二个实例中可以看出,在较高的频率时要用多股导线,并采用较低的 A_L 值以便使电感温度系数不超过允许值。这就保证电感器与聚苯乙烯电容器进行精确的温度补偿。

两个实例的技术条件中,外电压均为0.5V,该电压表示电感器处于谐振状态时绕组两端的电压。虽然两个实例中要求的电感量不等,但它们的工作磁感应强度近似相等,而且两者的磁滞效应以及谐波畸变均很小。

当工作频率进一步提高,例如 $f=10\text{MHz}$ 时,应当选用Ni-Zn铁氧体作为磁芯材料。该材料的磁导率为100;有效磁导率为25;典型的电感量值为 $10\mu\text{H}$,Q-因子为150,其绕组可采用单层多股线结构。

§ 3.9 铁氧体天线磁芯

一、铁氧体天线的工作原理

铁氧体天线广泛地使用于便携式晶体管收音机以及所有的调幅广播接收机中。实用的铁氧体天线磁芯大部分都是截面为圆形的棒。关于这种柱形磁芯棒的理论已在第二章中作了初步讨论,下面我们作进一步分析。

1. 感应电动势和有效高度

假设有一个空心绕组,其有效面积为 A_e 、匝数为 N ,将其置于角频率为 ω 的均匀交变磁场中。当绕组的轴线与磁场强度 H 相平行时,绕组两端产生的感应电动势 E_s 为

$$E_s = \mu_0 \omega H A_e N \quad (3-35)$$

式中, μ_0 为空气的磁导率。

若将一个相对磁导率为 μ_r 的磁芯棒填充该绕组的空间,并使棒的轴线与绕组轴线重合,则绕组中心的磁感应强度将增加 μ_r 倍。一个截面为 A 的磁芯棒,产生的磁通量为 $\mu_0 \mu_r H A$,若忽略 A 与 A_e 的差别,绕组两端的感应电动势 E_s 为

$$E_s = \mu_0 \mu_r \omega H A N \quad (3-36)$$

根据电动力学的理论可知,磁场强度 H 与电场强度 E 之间的关系为

$$H = \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} E$$

$$\text{即} \quad \mu_0 H = (\mu_0 \epsilon_0)^{\frac{1}{2}} E = \frac{E}{c_0}$$

式中, $c_0 = (\mu_0 \epsilon_0)^{-\frac{1}{2}}$ 为电磁波在真空中的传播速度,其值为 $3 \times 10^8 \text{m} \cdot \text{s}$ 。

将上式中, E/c_0 代入式(3-36)得到

$$E_s = \frac{\mu \omega E A N}{c_0} \quad (3-37)$$

这里,定义绕组的感应电动势与电场强度的比值 $\frac{E_s}{E}$ 为天线的有效高度,用 h 表示。由式(3-37)得到铁氧体磁芯天线的有效高度 h 为

$$h_e = \frac{E_s}{E} = \frac{\mu_r \omega AN}{c_0} = \frac{\mu_r 2\pi AN}{\lambda}$$

上式中 λ 为电磁波波长，单位用米表示。

如果绕组不在磁棒的中心位置，由此得到的感应电动势将小于由式(3-37)所计算得到的数值。为使式(3-37)具有普遍意义，需要引进一个电动势的平均因子 F_A ，此时 E_s 表示为

$$E_s = \frac{\mu_r \omega E A N F_A}{c_0} \quad (3-38)$$

以及有效高度 h_e 为

$$h_e = \frac{\mu_r \omega A N F_A}{c_0} = \frac{\mu_r 2\pi A N F_A}{\lambda} \quad (3-39)$$

2. 信号强度

根据以上的描述，我们可以将磁性天线看成一个由电动势 E_s 与电抗 ωL 组成的信号源。同时，应注意天线中存在损耗。其损耗主要包括绕组损耗、磁芯损耗以及辐射损耗。与前两种损耗相比，铁氧体磁芯的辐射损耗可忽略不计。若将上述损耗用一个与电感并联的电阻 R_p 来表示，则得天线的Q值为

$$Q = \frac{R_p}{\omega L}$$

由于此时天线上未加负载，故称此Q值为无载Q值。

当天线上接有调整电容 C ，且与谐振电路相耦合，而谐振电路与接收机的第一级放大器的输入端相连接。这时的等效电路如图3-13(a)所示。图中 R_p 与调谐电容 C 相并联， R'_b 表示相对于初级绕组的负载电阻。如果放大器是电压放大，则 R'_b 值很高，天线的工作状态近似于开路。如果放大器是晶体管电路，由于是电流放大，所以 R'_b 值接近。这时必须根据功率转换、噪声功率以及频带宽度来进行电路设计。

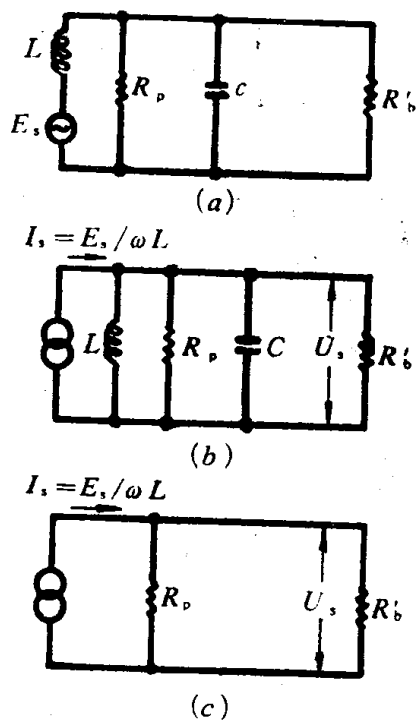
加入负载后，天线的Q值下降。即由无载Q值降低为有载Q值。若用 Q_L 表示天线的有载Q值，它表示为

$$Q_L = \frac{R_p R'_b}{\omega L (R_p + R'_b)} \quad (3-40)$$

由上式得到有载 Q_L 与无载 Q 之比值

$$\frac{Q_L}{Q} = \frac{R'_b}{R_p + R'_b} \quad (3-41)$$

图3-13 (b) 为上述系统的恒流源等效电路。由于在谐振时， $\omega L = -\frac{1}{\omega C}$ ，所以谐



3-13 铁氧体天线与信号源连接后的等效电路

振时的等效电路如图3-13(c)所示。

由图3-13(c)可以得到负载电阻 R'_b 上的信号电压 U_s

$$U_s = I_s \cdot \frac{R'_b R_p}{R'_b + R_p} = \frac{E_s}{\omega L} \cdot \frac{R'_b R_p}{R'_b + R_p} = E_s Q_L \quad (3-42)$$

由上式可见，负载上得到的感应电压 U_s ，为天线绕组的感应电动势 E_s 与有载 Q 值 Q_L 的乘积。即负载两端出现的相对于初级的电压值将比 E_s 增加 Q_L 倍。

将铁氧体天线的 E_s 值代入上式后，得到

$$U_s = \frac{\mu_r \omega E Q_L A N F_A}{c_0} = E h_s Q_L \quad (3-43)$$

如果第一级放大器为电压放大，则当式(3-43)为最大时，也就是 $h_s Q_L$ 值最大时，可望得到较高的整机灵敏度。对于损耗为一定的磁芯，当电路的负载可以忽略（即 $R'_b \gg R_p$ ）时， Q 达到最大。但是对于晶体管电路，第一级放大器是电流放大，此时不满足 $R'_b \gg R_p$ 的条件，因此必须研究负载上的功率情况。若定义传递给负载的信号功率为 P_s ，考虑式(3-42)后， P_s 可以表示成

$$P_s = \frac{U_s^2}{R'_b} = \frac{E_s^2}{\omega^2 L^2} \cdot \frac{R_p R'_b}{(R_p + R'_b)^2} = \frac{E_s^2 Q R_p R'_b}{\omega L (R_p + R'_b)^2} \quad (3-44)$$

当 $R'_b = R_p$ ，即 $Q_L = \frac{Q}{2}$ 时， P_s 为最大。此时在负载上得到最大功率 $(P_s)_{max}$ ，它表示为

$$(P_s)_{max} = \frac{E_s^2 Q}{4\omega L} = \frac{E_s^2 h_s^2 Q}{4\omega L}$$

在实际工作中，考虑到带宽和信噪比的要求，总是能满足 $R'_b > R_p$ ，所以负载上的信号功率均与 $(h_s^2 Q)$ 成正比。

3. 噪声功率

由内阻 R_p 产生的热噪声可以用一个由噪声电压 E_n 与 R_p 相串联形成的噪声源来表示。该噪声源与输入电阻为 R'_b 的四端网络相连接后得到的电路图如3-14所示。噪声源的噪声电压 E_n 表示为

$$E_n = \sqrt{(4kT\Delta f R_p)} \quad (3-45)$$

式中， k 为波尔兹曼常数，其值为 $1.380 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ ， T 为绝对温度，单位为K； Δf 为在正、负3dB处的频带宽度。

如果四端网络仅由并联电阻 R'_b 组成，则网络输入端的噪声电压 U_n 为

$$U_n = \left(\frac{4kT\Delta f R_p R'_b}{R_p + R'_b} \right)^{\frac{1}{2}} = E_n \left(\frac{R'_b}{R_p + R'_b} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-46)$$

实际上应当将四端网络本身看作一个具有噪声因子 F_n 的网络，定义 F_n 为

$$F_n = \frac{\text{由噪声源及四端网络输出的噪声功率}}{\text{仅由噪声源输出的噪声功率}}$$

既然 R'_b 不包括在噪声源内, 那么, 由于噪声源 E_n 所产生的噪声电压 U_n 应为

$$U_n = \frac{E_n R'_b}{R_p + R'_b} \quad (3-47)$$

由此得到在四端网络输入端的噪声功率为

$$P_n = \frac{U_n^2}{R'_b} = \frac{E_n^2 R'_b}{(R_p + R'_b)^2} \quad (3-48)$$

如果四端网络不产生噪声, 仅起放大噪声的作用, 而且其增益为 G , 则输出功率 $P_{\text{输出}}$ 应为

$$P_{\text{输出}} = \frac{GE_n^2 R'_b}{(R_p + R'_b)^2} \quad (3-49)$$

当四端网络中具有噪声源 R'_b 时, 根据式 (3-46) 得到该四端网络的输出噪声功率 $P_{n\text{输出}}$ 为

$$P_{n\text{输出}} = \frac{GE_n^2}{R_p + R'_b}$$

上式表示在输入端具有噪声源。内部具有 R'_b 的四端网络的输出噪声功率, 与由式 (3-48) 确定的四端网络的输入噪声功率 (即噪声源的输出功率) 相比, 得到噪声因子 F_n 为

$$F_n = \frac{GE_n^2}{R_p + R'_b} \cdot \frac{(R_p + R'_b)^2}{GE_n^2 R'_b} = \frac{R_p + R'_b}{R'_b} \quad (3-50)$$

如果噪声源与四端网络相匹配, 即 $R_p = R'_b$, 则 $F_n = 2$ 。实际上的 F_n 值是大于或小于 2, 这是因为有源四端网络实际上不可能用一个真正的电阻来等效, 对于任何一个有源四端网络来说, F_n 近似地为噪声源内阻 R_p 的二次函数。当 R_p 为某个特殊的阻值时, F_n 达到最小值。

根据式 (3-49) 和 F_n 的定义, 得到具有噪声源输入的有源四端网络的输出端的噪声功率 P_{n0} 为

$$P_{n0} = \frac{GE_n^2 R'_b}{(R_p + R'_b)^2} \cdot F$$

将式 (3-45) 中的 E_n 代入上式后, 得到

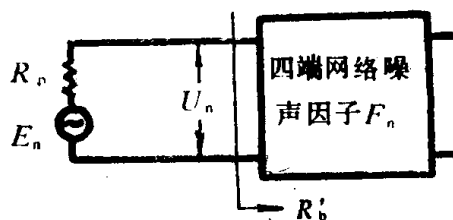


图3-14 有源四端网络与噪声源的连接图

$$P_{n0} = GF_n \frac{4kT\Delta f R_p R'_b}{(R_p + R'_b)^2} \quad (3-51)$$

以上结果是在我们假定了天线噪声仅由并联损耗电阻 R_p 产生后才得到的。实际上,除 R_p 产生噪声外,天线还可能由空间感应出噪声,这些噪声与信号一起通过天线电路进行传播。必须指出,这种噪声相对于信号的幅度不会因电路而异,它仅表现为电路中产生的热噪声的相对大小。

4. 信噪比

由式(3-44)可以推出,四端网络的输出信号功率是

$$P_{s0} = \frac{GE^2 h_e^2 Q R_p R'_b}{\omega L (R_p + R'_b)^2} \quad (3-52)$$

据式(3-52)和式(3-51)得到四端网络输出端的信噪比(信号功率与噪声功率的比值为)

$$\frac{P_{s0}}{P_{n0}} = \frac{E^2 h_e^2 Q}{4kT\Delta f F_n \omega L} \quad (3-53)$$

上式适用于计算到达驻波级以前的各级产生的信噪比。式中 Δf 表示所考虑的各级放大器的总带宽。

当检波以后,信噪比的表示式为

$$\left(\frac{P_{s0}}{P_{n0}} \right)_{AP} = \frac{m^2 E^2 h_e^2 Q}{4kT\Delta f F_n \omega L} \quad (3-54)$$

式中, m 为信号的调制因子; Δf 为接收机的有效噪声带宽。

对于一个信噪比大于4的输入信号,其带宽为音频带宽的两倍。

通过以上一系列分析可知,如果要得到最大的信噪比,天线电路应当具有尽可能高的 $(h_e^2 Q/F_n)$ 值。其中天线的有效高度 h_e 与磁芯的几何长度有关,因而不能无限提高; Q 值的大小要受到频带宽度和阻抗的制约;选择适当的频带宽度。进行最佳阻抗匹配是提高 Q 值的唯一途径。由于噪声因子 F_n 决定于源电阻 R_p 的大小,所以适当地选 R_p 值,可以使 F_n 下降。

5. 磁性天线绕组与四端网络的匹配

将磁性天线的输出信号传递给四端网络的输入端时,其传递效果决定于二者的匹配情况。为了要得到良好的匹配,必须将天线与网络接成如图3-15所示的形式,以便进行阻抗转换。图中 L 表示磁性天线的初级绕组电感,它与谐振电容 C 并联。 R'_b 为相对于次级的源电阻; R_b 为次级的负载电阻, E_s 、 R_p 、 E_n 及 R'_b 表示的意义与前面相同。天线绕组上设有抽头,以便调节电压比。

设信号频率为 f ,频带宽度为 Δf ,则有载 Q_L 值为

$$Q_L = \frac{f}{\Delta f} \quad (3-55)$$

考虑式(3-41)后,上式中 Δf 可表示成

$$\Delta f = \frac{f(R_p + R'_b)}{Q R'_b} \quad (3-56)$$

上式表示了带宽与负载电阻以及源电阻的关系。

按照式 (3-41) 的形式, 利用 R_p 和 R_b , 写出绕组次级的关系式为

$$Q_L = \frac{QR_b}{r^2 R_p + R'_b}$$

式中, r 为电压比, 或称匝数比。

由于 $R_b = r^2 R'_b$, 所以上式又可以表示为

$$Q_L = \frac{QR_b}{R'_p + R_b}$$

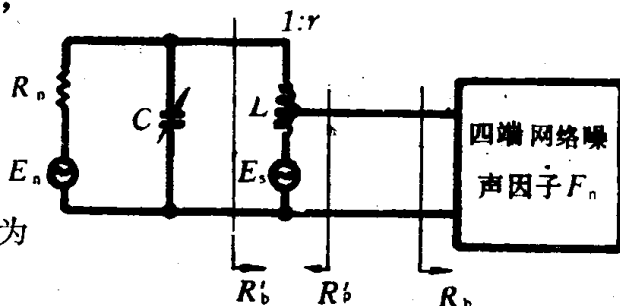


图3-15 具有信号源与噪声源的天线与有源四端网络连接时的等效电路

即

$$Q = \frac{Q_L(R'_p + R_b)}{R_b} \quad (3-57)$$

根据工作频率和频带宽度, 由式 (3-55) 计算出有载 Q 值, 再根据该值以及给定的 R'_p 和 R_b 值由式 (3-57) 计算出无载 Q 值。最后根据电感量 and 无载 Q 值由下式计算出 R_p 值。 R_p 的表达式为

$$R_p = \omega L Q \quad (3-58)$$

式中, L 是由工作频率和调谐电容量确定的电感值。已知 R_p 值后, 就可以由下式决定电压比 r , 即

$$r = \left(\frac{R'_p}{R_p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-59)$$

该式适用于紧耦合状态, 由上式确定的 r 值是在某一频率下的最佳值, 而不是对应于频带范围内任意频率的最佳值。在设计过程中, 都先必须设法使广播频段的中间频率对应于最佳的 r 指标。显然, 偏离中间频率时, 应当有一个允许偏差。对应于接收机的其它频段, 需要设计另一个相应的天线电路, 它是由同在一根磁棒上的附加绕组组成。

现在我们来讨论一个设计例子。

假定四端网络的输入端是晶体管混频器, 在 1MHz 时的输入电阻为 2500Ω, 当源电阻为 400Ω 时, 噪声因子 F_n 为最小 (设为 2.75), Δf 为 10kHz, 试求最佳设计时的电压比 r 以及不同频率下的 Q_L 和 Q 。

据 f 和 Δf 值, 由式 (3-35) 求得相应的 Q_L 值为 100。因为 $R'_p = 400\Omega$, $R_b = 2500\Omega$, 据 $F_n = 2.75 (4.4\text{dB})$, 由式 (3-57) 得到

$$Q = \frac{100 \times (400 + 2500)}{2500} = 116$$

假设谐振时电感 $L = 200\mu\text{H}$, 由式 (3-59) 得到

$$R_p = 6.28 \times 10^6 \times 200 \times 10^{-6} \times 116 \\ = 1.46 \times 10^5$$

据 R_p 和 R'_p 值, 由式 (3-59) 得到电压比 r 值为

$$r = \left(\frac{400}{1.46 \times 10^{-5}} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{19}$$

由上式可知, 对应于上面一系列已知条件得到的天线绕组, 其最佳电压比值为 $1:19$ 。上述结果是由理论公式直接计算得到的, 它是否为理想的最佳, 还得通过实验验证。特别是应当考虑噪声因子等因素的影响。

噪声因子在 F_n 在 R'_p 值为 1Ω 至数千欧时的变化规律, 如图3-16所示。由式 (3-57) 可以计算出当 $Q_L=100$, $R_b=2500$ 时, 不同 R'_p (从 1Ω 到数千欧) 值的无载 Q 值并将其与图3-16中的 R'_p 值相对应地示于横坐标轴上,

由式 (3-53) 可以看出, 信噪比与 Q/F_n 成正比, 因此知道了 Q/F_n 的变化规律后, 也就间接地知道了信噪比的变化规律, 保证足够高的信噪比是设计天线线圈的关键。根据图 (3-16) 中的 F_n 值以及与其相应的 Q 值可以计算出不同 Q 值时的 Q/F_n 值, 并将其绘在同一图中, 如图3-16的虚线所示。将 F_n 曲线与 Q/F_n 曲线进行比较, 则发现最大信噪比对应的无载 Q 值为120, 它比最小 F_n 值对应的无载 Q 值高。但比最佳匹配时的无载 Q 值 ($Q=2Q_L=200$) 要低得多。为了得到较高的信噪比。且偏离最佳匹配不太远, Q 值应选在两者之间的折衷值。通常选取 Q 值为140 与此相应的 R'_p 为1000; R_p 为 1.76×10^5 。

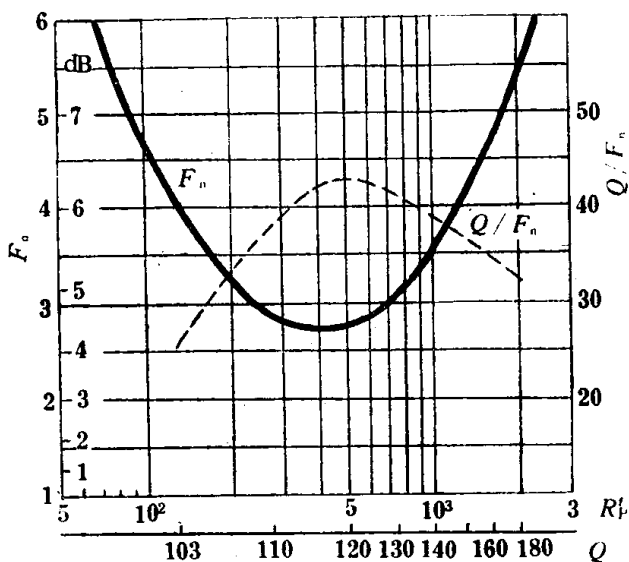


图3-16 F_n 和 Q/F_n 随 R'_p 和 Q 值的变化规律

从而得到 $r = \frac{1}{13.3}$ 。由此可见, 当考虑信噪比后的 r 值比理论值提高了。

如上所述, 当频率偏离设计值时。全部特性都偏离以上的计算值。为此上述特性都是对一定带宽而言。通常规定带宽为 8kHz , 具有较好特性的天线电路的带宽, 应该在整個广播波围内 f/Q_L 值几乎恒定不变。

$$Q = Q_L \left(\frac{\omega L Q}{R'_p} + 1 \right) = \frac{Q_L}{1 - \frac{Q_L \omega L}{R_b}}$$

当 $L=200\mu\text{H}$, $R_b=2500\Omega$ 时,

$$Q = \frac{f}{10^4}, \quad r = \frac{1}{19}$$

从而得到下列几组参数:

f (MHz)	Q_L	Q
0.5	50	52
1.0	100	116
1.5	150	218

对于目前市场上出售的铁氧体磁芯，在尺寸和质量上都不可能使天线的 Q 值随频率的上升有如此大的变化速率。以上参数，只是一个理论结果。

在长波波段，例如频率为200kHz，频带宽度为10kHz时的 Q -因子一般不超过20。但实际 Q 值接近30，所以，通常还要降低 Q 值，以便保证电路能正常工作。

二、铁氧体天线磁芯的设计

由式(3-53)可以看出，为了得到最高的信噪比，应当要求 $\frac{L}{h_e^2 Q}$ 值尽量高，即要求天线的有效高度和 $\frac{L}{Q}$ 值大。而它们通常由要求的带宽和调谐情况确定。因此，在设计铁氧体磁芯时主要考虑以下几方面的因素。

1. 在允许的天线尺寸范围内，要求天线磁芯具有最大的有效高度。

由式(3-39)可见，天线的有效高度表示为

$$h_e = \frac{\mu_r \omega A N F_A}{c_0} = \frac{\mu_r 2\pi A N F_A}{\lambda}$$

式中，匝数 N 和电动势的平均因子 F_A 是由要求的电感量和温度系数确定的。在通常情况下，并不要求改变这两项参数来获得最大的有效高度 h_e ，而是通过提高磁芯的 μ_r 和 A 值来提高有效高度。这是因为 h_e 与 μ_r 以及 A 之间具有下列关系

$$h_e \propto \mu_r A \quad (3-60)$$

从第二章的讨论可知， μ_r 值决定于磁芯材料的磁导率和尺寸比值 m （=长度/直径）。为了提高 μ_r ，必须提高这两个参数。当磁芯材料的磁导率一定时，增加 m 可以提高 μ_r ，但是当 m 提高到某一值后 μ_r 将达到最大。当 m 值一定时，随着磁芯材料的磁导率增加， μ_r 增加，同样当磁导率达到某一值后， μ_r 也将达到最大。由此可见，磁芯材料磁导率以及尺寸比值 m 对提高磁芯的 μ_r 的贡献都具有一个极限值。

由式(3-60)可知，要使天线有效高度 h_e 最大，则需要 $(\mu_r A)$ 乘积最大。这里 A 为磁芯的截面积，其大小正比于直径 d 的平方。如果我们将 $\frac{\mu_r}{m^2}$ 表示成 $\frac{\mu_r d^2}{\lambda^2}$ ，因为 $\mu_r A \approx \mu_r d^2$ ，则说明对于一定长度 l 的磁芯，其有效高度 h_e （ $=\mu_r A \approx \mu_r d^2$ ）随磁芯直径的增加而增加。而磁芯的长度 l 通常是被空间尺寸所限制，所以要得到最大的有效高度就是除了使用磁导率高的材料以外，还应当价格和重量允许的条件下尽量增加磁芯的直径 d 。

如果要求单位体积的磁芯具有最大的有效高度，就需要使 $\frac{\mu_r}{l d^2}$ 值最大，即要求 $\frac{\mu_r A}{l}$ 为最大。

根据第二章的有关讨论知

$$\frac{1}{\mu} \approx \frac{1}{\mu_r} - N$$

式中 N 为退磁因子。对于棒状磁性材料， N 将随 m 增加而下降。

将上式变化一下则得到 $\frac{\mu_r}{l}$ 的表示式为

$$\frac{\mu_r}{l} = \frac{1}{l\left(\frac{1}{\mu} + N\right)}$$

由上式不难看出，随 m 增加， N 下降， $\frac{\mu_r}{l}$ 将会增加。因此，当磁芯的长度一定时，若缩小它的直径，则由于 m 增加而使 $\frac{\mu_r}{l}$ 增加，当 m 值固定不变，即 N 不变，但随着磁芯长度 l 的缩短， $\frac{\mu_r}{l}$ 值增加。由此可知，要使单位体积的磁芯具有最大的有效高度的方法为：磁芯的长度一定时，应尽量缩小它的直径；而 m 值一定时，应尽量增加磁芯的长度。

表3.2中列出了一些典型的铁氧体磁芯棒的特性以及由计算得到的这种磁性天线的特性。

表3.2 典型的铁氧体磁芯棒的特性

μ	l (mm)	d (mm)	m (l/d)	N	μ_r	A (m^2) [*]	h_e (m)	V (m^3)	h_e/V (m^{-2})
175	200	9.5	21	0.0043	100	71×10^{-6}	5.9×10^{-3}	14.2×10^{-6}	420
175	200	12.7	15.8	0.0070	79	127×10^{-6}	8.4×10^{-3}	25.4×10^{-6}	330
175	150	9.5	15.8	0.0070	79	71×10^{-6}	4.7×10^{-3}	10.7×10^{-6}	440
175	150	12.7	11.8	0.0112	59	127×10^{-6}	6.3×10^{-3}	19.1×10^{-6}	330
500	200	9.5	21	0.0045	159	71×10^{-6}	9.5×10^{-3}	14.2×10^{-6}	670
500	200	12.7	15.8	0.0073	111	127×10^{-6}	11.8×10^{-3}	25.4×10^{-6}	460
500	150	9.5	15.8	0.0073	111	71×10^{-6}	6.6×10^{-3}	10.7×10^{-6}	620
500	150	12.7	11.8	0.0015	76	127×10^{-6}	9.5×10^{-3}	19.1×10^{-6}	420

2.天线的无载Q值应该接近设计值

谐振电路的Q值，是各种损耗角正切的倒数的和。一个铁氧体天线具有以下几种损耗。

- (1) $(\text{tg} \delta_m)_r$: 由磁棒中的磁损耗引起的损耗角正切。
- (2) $\text{tg} \delta_{AC}$: 由绕组中铜导线引起的损耗角正切。
- (3) $\text{tg} \delta_r$: 由辐射引起的损耗角正切。
- (4) $\text{tg} \delta_{mc}$: 由磁棒与邻近的导体（例如金属支物或外壳）之间发生磁性耦合引起的损耗角正切。

所有这些损耗都决定于由绕组引起的磁感应强度沿着磁棒的分布状态。由于入射电

磁场在绕组中引起的感应电动势的相位比入射场超前 $\frac{\pi}{2}$ ，所以在磁棒中的磁通分布与入射场引起的磁场分量的相位是不同的。

第二章中曾经对 $(\text{tg} \delta_m)_r$ 进行过较为详细地讨论，并提出了根据有关的损耗角正切和磁芯棒的几何形状计算 $(\text{tg} \delta_m)_r$ 的方法。对于磁芯棒可以沿长度方向，密绕多股铜线形成绕组。由于多股铜线是由若干互相绝缘的细铜线组成的，所以可以忽略铜损。在一般情况下辐射损耗 $\text{tg} \delta_r$ 以及耦合损耗 $\text{tg} \delta_{mc}$ 均可被忽略不计，因此这时测得的损耗角正切为 $(\text{tg} \delta_m)_r$ 。

要确定铜损 $\text{tg} \delta_{ac}$ 值比较困难，这是因为铜损与很多因素有关。它与高频电阻等有关，而高频电阻决定于导体的型号、绕组的形状以及次级绕组磁场的分布等等。

当天线被组装到电路中时，由于元件小型化，使组装十分紧密，因而天线周围的元器件以及金属部分将对它产生邻近效应。结果使天线特性显著下降。通常天线在组装后，其总损要比孤立状态增加一倍左右。这可以从测试组装后的天线的Q值得到证实。

天线绕组的长度要影响Q值大小，绕组愈长， $(\text{tg} \delta_m)_r$ 愈高。这是因为绕组愈长，

表3.3 铁氧体磁芯天线的无载Q值（绕组位于磁棒中心）

频率 (MHz)	多股线（每股导体直径为0.04mm）									
	45		28		20		12		8	
	Q	Q'	Q	Q'	Q	Q'	Q	Q'	Q	Q'
0.5	282	125	254*	122	221	117	180	10	142	192
0.75	272	133	238	131	231	128	199	12	1	107
1.0	246	130	222	128	225	128	191	12	164	111
1.2	206	120	193	118	191	118	172	11	150	107
1.5	170	105	175	105	166	105	154	98	140	96
0.5	376	136	316	128	274	125	228	112	160	98
0.75	332	145	300	140	260	137	238	127	188	124
1.0	256	145	246	142	232	140	212	131	179	111
1.2	195	140	191	135	182	135	172	127	153	119
1.5	135	128	135	125	128	125	125	119	120	113
	实心铜线									
	0.4mm		0.3mm		0.2mm		0.16mm		0.12mm	
	Q	Q'	Q	Q'	Q	Q'	Q	Q'	Q	Q'
0.5	163	87	180	106	204	112	190	109	153	97
1.5	112	73	126	89	140	93	145	99	140	97
0.5	195	94	240	109	260	115	238	113	187	101
1.5	114	92	124	101	137	110	137	113	133	112

磁感应强度分布愈均匀的缘故。

表3·3表示了典型的铁氧体天线的无载Q-因子值。其中Q表示孤立天线的无载Q值；Q'表示安装在接收机中的棒形天线的无载Q值。表中所用的测试条件为：

绕组特性

$L=200\mu\text{H}$

$N=44$ 匝 (BZ型铁氧体)

$=37$ 匝 (A或O型铁氧体)

磁棒特性

长度=200mm

直径=9.5mm

3. 天线电感量应该尽可能接近设计值

如第二章指出的那样，对于棒形铁氧体磁芯，若要确定电感量，则首先根据提供的曲线图表求得为获得一定电感量所需要的匝数；然后再据实际测量，精确地确定所需的匝数。

在通常情况下，一般棒形铁氧体磁芯要在两个频段工作。其中一个绕组放置于磁芯棒的一端，另一绕组应置于另一端。从电感量大小来考虑，当绕组置于磁棒的中心与端头之间中心位置时，它所具有的电感量比将同一绕组置于棒的中心位置时所具有的电感量下降10%左右。在设计过程中，应考虑绕组所在的位置对电感量的影响。

4. 电感量的温度系数必须在规定的范围内

位于铁氧体磁棒上的绕组所具有的电感量温度系数近似地表示为

$$T.F \times \mu_c$$

式中T.F为温度因子，它是材料本身的参数，其值为 $\frac{\Delta\mu}{\mu^2\Delta\theta}$ 。如果磁芯的磁导率 $\mu_c=20$ ；T.F为 $10 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}^{-1}$ ，则电感量的系数表示为

$$\frac{\Delta L}{L\Delta\theta} = 200\text{ppm}/^\circ\text{C}$$

如果谐振电容量温度系数可以忽略不计，则频率的温度系数为

$$\frac{\Delta f}{f\Delta\theta} \approx -\frac{1}{2} \frac{\Delta L}{L\Delta\theta}$$

若 $\Delta\theta$ 为 20°C ， f 是1MHz， Δf 为-2kHz，则 $\frac{\Delta f}{f\Delta\theta} = -100\text{ppm}/^\circ\text{C}$

当缩短绕组的长度，则 μ_c 下降，从而使电感量温度系数降低。

第四章 低功率线性变压器磁芯

在通信设备和其它电子、信息系统中，低功率线性变压器的应用十分广泛。它们为电子电路提供阻抗匹配，建立电压或电流的精确比，使平衡电路与非平衡电路得到耦合以及提供电气绝缘等。由于这些系统中的信号电平比较低，所以，大多数变压器磁芯都是工作在弱磁场下。磁芯的有效起始磁导率起着主要作用。而变压器所传输的能量是分布在较宽的频谱范围内的。要求在传输这些宽频带信号的过程中不产生波形失真，所以，又称这些器件为低功率线性变压器。图4-1表示这种变压器的理想传输特性。 f_1/f_2 为相对带宽， f_2 为传输信号的最高频率， f_1 为最低频率。实际应用场合的相对带宽不会小于10，有些场合要超过1000。后者要求初级和次级的耦合非常紧密，这就要求应用良好的磁芯。磁芯的作用是将由初级绕组所产生的磁通的绝大部分限定在磁路中，以便与次级绕组完全耦合。磁芯材料的磁导率愈高，磁芯设计愈合理，效率就愈高。与此同时，磁芯的引入将带来磁芯损耗。但是，只要设计合理，应用合理，就可以得到最好的效果。

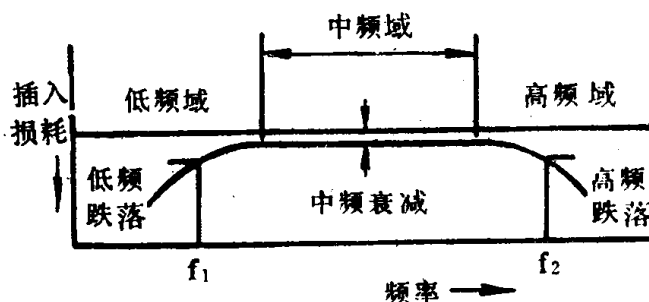


图4-1 低功率线性变压器的理想传输特性

本章的目的是讨论磁芯的设计方法及其在这类变压器中的应用。在讨论有关磁芯的具体内容以前，首先要了解线性变压器工作原理。

§ 4.1 线性变压器的传输特性及反射特性

一、基本概念及方程式

变压器的传输特性和反射特性的理论基础是无源网络理论。本章主要讨论磁芯及其在线性变压器中的应用，并不详细讨论这种理论，只给出有关的基本概念及方程式。

图4-2表示一些无源网络及其基本特性。图4-2(a)表示内阻为 R_s 的电源与负载电

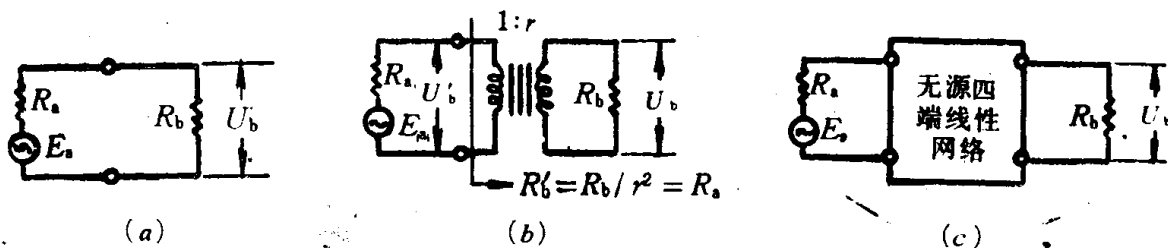


图4-2 无源网络的一些基本特性

- (a) 电源与负载直接连接
- (b) 通过一个理想的匹配变压器，将电源与负载连接
- (c) 通过一个无源线性网络将电源与负载连接

阻 R_b 直接连接。若电源电动势为 E_s ，则负载功率为

$$\frac{E_s^2 R_b}{(R_s + R_b)^2} \quad (4-1)$$

当 $R_s = R_b$ 时，负载获得最大功率，即

$$\frac{E_s^2}{4R_s}$$

如果 $R_s \neq R_b$ ，为了计算负载功率，可以按图4-2(b)所示那样，在电源与负载之间接入一个理想变压器。由于理想变压器没有功率损耗，没有串联电抗，所以，绕组的感应电压等于外加电压。根据电磁感应方程式

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{U_b'}{N_1} = \frac{U_b}{N_2} \quad (4-2)$$

式中， Φ 为磁芯中的磁通量， N_1 和 N_2 分别为初级线圈匝数和次级线圈匝数。

所以

$$U_b = U_b' \frac{N_2}{N_1} = U_b' r \quad (4-3)$$

式中， r 为匝数比。

如果 I_1 和 I_2 分别为初级和次级线圈电流，则

$$\text{输入功率} = I_1 U_b' = \text{输出功率} = I_2 U_b$$

所以

$$I_2 = \frac{I_1}{r} \quad (4-4)$$

输入电阻为

$$\frac{U_b'}{I_1} = \frac{U_b}{r I_2} = \frac{R_b}{r^2} = R_b' \quad (4-5)$$

式中， R_b' 为初级线圈两端出现的负载电阻。当 $r = \sqrt{\frac{R_b}{R_s}}$ ，即 $R_s = R_b'$ 时，电源与负载匹配，负载功率为最大。

如果在图4-2(a)的电路中，接入一个四端网络，如图4-2(c)所示，则负载上的功率要改变。这是因为，引入四端网络以后，产生插入损耗 A_i 。我们定义 A_i 为电源与负载直接连接时的负载电压与接入网络后的负载电压之比，即

$$A_i = 20 \times \lg \left| \frac{U_{\text{直}}}{U_{\text{接}}} \right| \quad (4-6)$$

$U_{\text{直}}$ ——电源与负载直接连接时的负载电压

$U_{\text{接}}$ ——在电源与负载之间插入网络后的负载电压

插入损耗可以是负值，此时表示增益。这是由于接入网络以后，使负载电压提高。因为当四端网络是一个匹配变压器时，它使电源与负载得到良好的匹配，由于改善了匹配，在负载上得到的电压要比由于引进了变压器所产生的损耗大，所以得到增益的效果。

为了表示变压器网络所引起的损耗，引入有效损耗 A_e 的概念。 A_e 为电源与负载之间接入理想变压器时的负载电压与接入网络后的负载电压之比，即

$$A_s = 20 \times \lg \left| \frac{\text{电源与负载之间接入理想变压器时的负载电压}}{\text{电源与负载之间接入网络后的负载电压}} \right| \quad (4-7)$$

按照上述定义,有效损耗与理想变压器有关,可以用来描述变压器的损耗。如果 $R_s = R_L$, 则有效损耗等于插入损耗。

插入损耗和有效损耗不仅由网络本身的损耗引起,而且包括由于失配引起的损耗。例如,电源阻抗与网络的输入阻抗之间失配时,将部分外加功率反射。根据图4-2 (a) 可得下列关系式

$$\text{反射系数} = \left| \frac{R_L - R_s}{R_L + R_s} \right| \quad (4-8)$$

$$\begin{aligned} \text{反射损耗} = A_r &= 10 \times \lg \left| \frac{\text{外加功率}}{\text{反射功率}} \right| \\ &= 10 \times \lg \left| \frac{E_s^2}{4R_s} \cdot \frac{4R_s}{E_s^2} \left(\frac{R_L + R_s}{R_L - R_s} \right)^2 \right| \\ &= 20 \times \lg \left| \frac{R_L + R_s}{R_L - R_s} \right| \end{aligned} \quad (4-9)$$

反射损耗 A_r 不仅可按上述关系式,通过电阻 R_s , R_L 确定,如果电源和负载都为阻抗,并设电源阻抗和负载阻抗分别为 Z_s 和 Z_L 时,则还可以通过 Z_s 和 Z_L 来计算。显然,此时的 A_r 为复数。

电源与负载直接连接时,常常要引起反射。与网络本身所引起的损耗相比,反射或失配是更为麻烦的问题。在低功率线性变压器中,对于反射损耗的控制比对插入损耗更为严格。

如果接入的网络没有损耗,即为纯电抗,则由网络引起的衰减完全是由反射引起,反射损耗与有效损耗之间存在一定关系。设外加功率为 P_s , 反射功率为 P_r , 则传输到负载的功率为 $(P_s - P_r)$, 负载所得到的功率 $P_L = P_s - P_r$ 。

$$\text{由于} \quad \frac{P_s}{P_L} = 10^{\frac{A_s}{10}},$$

$$\frac{P_s}{P_r} = 10^{\frac{A_r}{10}}$$

$$\text{所以} \quad \frac{1}{10^{\frac{A_s}{10}}} = 1 - \frac{1}{10^{\frac{A_r}{10}}} \quad (4-10)$$

该式适用于在任何电源与负载之间插入无损耗的无源网络后的情况。如果电源阻抗与负载阻抗相等,则该式仅与网络本身的损耗特性有关。当电源阻抗与负载不相等时,如果在它们之间插入一个上述的那种网络,则式 (4-10) 与电源和负载之间的有效

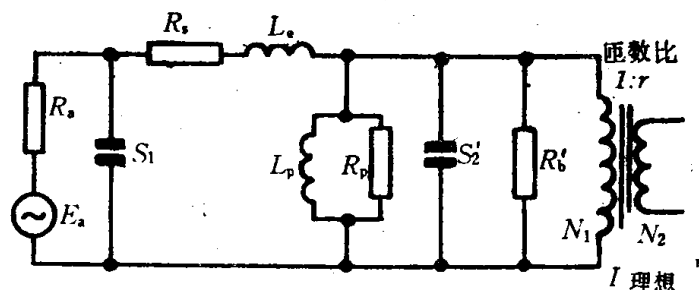


图4-3 变压器的简化等效电路

损耗及反射损耗都有关。

二、变压器的等效电路

变压器的等效电路如图4-3所示。图中所有属于次级绕组的元件都已变换到初级绕组，并在元件右角标“'”号，以示区别。变压器初级与次级之间设有静电屏蔽层，以消除高频信号的直接耦合。图4-3中

E_s 为电源电压

R_s 为电源内阻

R_s 为绕组的总电阻 $= R_1 + R_2'$

R_1 为初级绕组电阻

R_2 为次级绕组电阻

L_p 为并联电感量

R_p 为并联损耗电阻

S_1 为初级绕组电容量

S_2 为相对于次级绕组电容量

R_2' 为相对于初级的负载电阻

r 为匝数比

为便于分析，可以将宽频带变压器的传输特性分为三个频率区域：低频区、中频区和高频区。在一般情况下，影响低频区传输特性的各种因素往往对高频区不会产生明显的影响，反之亦然。

变压器的主要技术指标是中频损耗，在低频区 f_1 附近的附加损耗，在高频区 f_2 附近的附加损耗。中频损耗一般不应超过0.5dB，附加损耗一般在0.1~3dB之间，决定于要求的频率响应特性。如果技术指标中还包括反射损耗，显然此项指标比对插入损耗或有效损耗的要求更为严格。

在某些场合，还需要确定由变压器所引起的相移角。

下面，我们简要讨论变压器在三个频率范围内的传输特性。在讨论中，将每个频率区域内的插入损耗，反射损耗，在某些情况下，还要将相位移与等效电路的各项元件进行定量的联系。亦就是说，用有关方程式将技术要求与有关的等效电路元件联系起来，这对变压器的设计是很有帮助的。

三、中频传输特性

影响中频传输特性的主要是绕组的串联电阻 R_s 以及磁芯的并联损耗电阻 R_p 。由于铁氧体磁芯的电阻率高，所以， R_p 大，对于中频损耗的影响较小。

由于绕组的串联电阻 R_s 引起的插入损耗 A_i 为

$$A_i = 20 \times \lg \left(1 + \frac{R_s}{R_s + R_2'} \right) \quad (4-11)$$

由于磁芯的并联损耗电阻 R_p 引起的插入损耗为

$$A_i = 20 \times \lg \left(1 + \frac{R}{R_p} \right) \quad (4-12)$$

式中

$$R_s = R_1 + R_2'$$

$$R = \frac{R_s R_2'}{R_s + R_2'}$$

四、低频传输特性

这是图4-1中 f_1 附近的传输特性,但 f_1 的值是相对的。如工作在高频域的宽带变压器的 f_1 可达10MHz,由于变压器的并联阻抗随工作频率的下降而下降,引起附加损耗,使低频特性降低。但磁芯的并联损耗电阻 R_p 与频率基本无关,所以,对低频特性的影响可以忽略。由并联电感 L_p 所引起的低频附加损耗为

$$A_i = 10 \times \lg \left[1 + \left(\frac{R}{\omega L_p} \right)^2 \right] \quad (4-13)$$

由于输入阻抗随频率而变化,由此而引起的相对于负载电阻 R_b' 的反射损耗 A_r 为

$$A_r = 10 \times \lg \left[1 + \left(\frac{2\omega L_p}{R_b'} \right)^2 \right] \quad (4-14)$$

相应的相移角 φ 为

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\omega L_p} \quad (4-15)$$

综上所述, A_i 、 A_r 和 φ 都与 L_p 有关。根据技术要求,在给定工作频率下,由这三项参数所确定的 L_p 值就是设计线性变压器的一个依据。

五、高频传输特性

变压器的高频传输特性主要受到漏电感 L_l 及并联电容 C 的影响。由漏电感引起的附加插入损耗为

$$A_i = 10 \times \lg \left[1 + \left(\frac{\omega L_l}{R_s + R_b'} \right)^2 \right] \quad (4-16)$$

由并联电容 C 引起的附加插入损耗为

$$A_i = 10 \times \lg [1 + (\omega CR)^2] \quad (4-17)$$

与 L_l 、 C 有关的输入阻抗随频率而变化,由此引起的相对于负载电阻 R_b' 的反射损耗 A_r 分别为

$$A_r = 10 \times \lg \left[1 + \left(\frac{2R_b'}{\omega L_l} \right)^2 \right] \quad (4-18)$$

和

$$A_r = 10 \times \lg \left[1 + \left(\frac{2}{\omega CR_b'} \right)^2 \right] \quad (4-19)$$

相应的相移角 φ 分别为

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\omega L_l}{R_s + R_b'} \quad (4-20)$$

和

$$\operatorname{tg} \varphi = -\omega CR \quad (4-21)$$

§ 4.2 低功率线性变压器磁芯的特性

变压磁磁芯是为磁通提供一个低阻抗的通路,保证初级绕组和次级绕组之间有良好的耦合。可以用耦合系数 k 表示磁芯的作用, k 与并联电感 L_p 、漏电感 L_l 的关系为

$$\frac{L_p}{L_l} = \frac{1}{2(1-k)}$$

耦合愈好, k 值愈接近1,这就要使 L_p 增大, L_l 减小。

绕组的匝数一定时，若磁芯的质量愈好， L 就愈大。磁芯的参数与电感量的关系可表示为

$$\frac{L}{N^2} = \frac{\mu_0 \mu_r A}{l} = \frac{\mu_0 \mu_r}{c_1} \quad (4-22)$$

式中， c_1 为磁芯的尺寸因子，等于用磁导率归一化后磁芯的磁阻； μ_r 为磁芯的有效磁导率。

磁芯的有效磁导率 μ_r 与变压器的电感成正比。在音频范围的低频端，Ni-Fe合金具有最高的磁导率。由Ni-Fe薄带卷绕成的磁环的磁导率可以大于 10^5 。由一般金属磁性材料制成的薄带卷绕成的磁芯的磁导率都大于 10^4 。当工作频率提高时，薄带内的涡流损耗增大，使磁导率迅速下降，磁导率就低于铁氧体磁芯。

用铁氧体作磁芯的变压器一般由两个部分组成。在这两个部分的接触处，总存在气隙，所以，必须用磁芯的有效磁导率来讨论。工作频率较高的宽频带变压器往往采用环形磁芯，由于磁路保持连续，可以用材料的磁导率 μ 代替有效磁导率 μ_r 。

μ_r 与 μ 的关系已在第二章讨论。对于气隙长度 l_g 很小的磁路，可以认为气隙的面积近似等于磁极的面积。对于截面均匀的磁芯，在不同 (l_g/l) 比值时的 μ_r 随 μ 的关系亦已在第二章讨论。图4-4表示型号为RM8磁芯的 μ_r 与 μ 的关系。显然，材料的磁导率愈大，由于气隙而引起的磁导率的下降愈明显。

可见，用有效磁导率的概念表示变压器磁芯的作用是很方便的。但是，对于变压器的设计者来说，用匝数因子 α 或电感因子 A_L 更为方便。关于这两个因子所代表的意义已在第三章讨论。它们与绕组的匝数 N 及电感量的关系为

$$N = \alpha \sqrt{L}$$

式中， L 以mH为单位； α 表示为得到1mH的电感量所需的匝数。或

$$L = A_L N^2$$

式中， L 以nH为单位； A_L 表示在一定的磁芯上，表示每匝线圈具有的电感量。

α 与 A_L 的关系为

$$\alpha = \frac{10^3}{\sqrt{A_L}}$$

必须注意，用 α 或 A_L 表示铁氧体磁芯的特性时，与磁芯材料的起始磁导率有关。亦就是说，材料的工作条件是：低的工作频率，低的磁感应强度，没有受到任何直流偏置磁场的作用。如果驱动磁场的幅度大，磁芯中有较大的磁感应强度，此时的磁导率不是起始磁导率，而是振幅磁导率。此时，则不能用 α 或 A_L 设计磁芯。但是，对于大部分Mn-Zn铁氧体，它的起始磁导率以及 α 和 A_L 都不随工作频率变化，直到几百千赫为止。

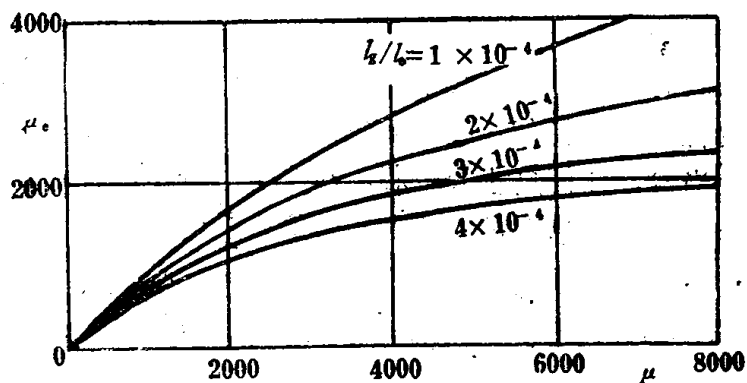


图4-4 磁芯的有效磁导率与材料的磁导率的关系
(以 (l_g/l) 为参变量)

应用磁芯必须考虑的另一个问题是由尺寸谐振引起的并联电感的下降,从而引起的能量损耗。尺寸谐振是由于在磁芯截面上存在驻波。截面较大的Mn-Zn铁氧体受到中频或高频磁场激励时,就有可能产生这种驻波。从第一章的讨论可知,尺寸谐振频率与 $\sqrt{\mu_r}$ 成正比,而气隙将使 μ_r 下降,所以,在磁路中引进气隙能使谐振频率提高。磁芯的截面尺寸缩小时,尺寸谐振频率亦要提高。所以,为使磁芯的工作效率提高,必须使磁芯的截面尺寸相应缩小,才能避开尺寸谐振,有关这方面的内容,在§4.5中还要讨论。

如果绕组中有直流通流,使磁芯受到直流偏置磁场的作用,磁芯的磁导率从有效起始磁导降低为增量磁导率。此时,显然不能再用 α 或 A_L 表示磁芯的特性,必须采用哈纳(Hanna)曲线计算磁路,有关这方面的内容在下节介绍。

§ 4.3 磁芯的磁导率及形状对变压器性能的影响

根据§4.1的讨论,变压器的并联电感 L_p 对低频传输特性有很大的影响,由于 L_p 的分流效应所引起的低频附加损耗为

$$A_i = 10 \times 1g \left[1 + \left(\frac{R}{\omega L_p} \right)^2 \right] \quad (4-23)$$

可见, R/L_p 是决定低频传输特性的主要参数;传输频率愈低,由 R/L_p 引起的附加损耗愈大。

同时, L_p 是与磁化电流有关的电路元件,为了降低磁化电流,要求尽量增大 L_p ,这与降低低频损耗的途径是一致的。

当然,任何尺寸的磁芯,只要绕组有足够多的匝数,都可以使 L_p 达到足够大的值。 L_p 但是,如果磁芯的尺寸太小,要求的匝数就多,使绕组的电阻 R 增大。根据式(4-11)中频损耗与 R 成正比,要减少中频损耗,必须降低 R ;要减少低频附加损耗,必须增大 R/L_p 比值愈小,变压器的频率响应就愈好。根据第三章对电感器磁芯几何尺寸的分析可得

$$\frac{R_i}{L_p} \propto \left(\frac{l_m l_c}{A_m A_L} \right) \frac{1}{\mu_r} \quad (4-24)$$

从式(4-24)可见,对于一定的磁芯, R_i/L_p 与匝数无关。如果用多绕匝数来提纯 L_p ,则 R_i 随着增大,而它们的比值并不改变。当然,可以根据需要,牺牲某一个特性来改善另一个特性。例如,为了改善低频传输特性而增加匝数,以便提高 L_p ,但不可避免地使中频损耗增大。对于一定的磁芯,降低 R_i/L_p 的最好办法是从改进磁芯的几何形状和提高磁芯的有效磁导率着手。从式(4-24)可见,通过改变磁芯尺寸,使它具有最佳几何形状,可以提高 μ_r 值,降低 (R_i/L_p) 。使磁芯几何形状最佳化的方法与第三章中电感器磁芯的相同。

变压器的传输特性,尤其是它的高频响应特性,与漏电感有关。可以证明,相对于初级绕组匝数 N_1 的漏电感 L_l 与下列参数成正比,即

$$L_l \propto \frac{N_1^2 l_m h_m}{b_m} \quad (4-25)$$

式中, h_m 为绕组的高度; b_m 为绕组的宽度; l_m 为每匝线圈的平均长度。

变压器通频带的宽度决定于比值 (L_p/L_i) ,根据式(4-25)及式(4-22)知,该比值与绕组的匝数无关。所以,如果通过增加匝数 N 使 f_1 降低,同样会使 f_2 降低,此时通频带的宽度不变,反而使中频损耗增大。增加通频带宽度的有效途径是提高 (L_p/L_i) 值,对此,可以有下列三种选择:

1. 提高磁芯的有效导率 μ_e ,从而提高 L_p ;
2. 从磁芯的几何形状及尺寸着手,将它设计成为具有最佳尺寸的磁芯,此时,磁芯和绕组的参数与 (L_p/L_i) 的关系为:

$$\frac{L_p}{L_i} = \frac{3\mu_e b_w}{l_w h_w c_1} \quad (4-26)$$

由此可见,为提高 (L_p/L_i) ,绕组的形状必须是宽而薄。这种结构的绕组与 (R_e/L_p) 为最小时的磁芯最佳几何形状是完全一致的。当稍稍增大绕组的宽度 b_w 以及减小它的高度 h_w 以后,不会使 (R_e/L_p) 值有明显增加,但可以使 (L_p/L_i) 明显提高;

3. 将绕组的初级和次级交替绕制,以便在不影响 L_p 的前提下,使漏电感 L_i 降低。

当磁芯受到直流偏置磁场作用时,将从材料的起始磁导率降低到增量磁导率 μ_Δ 。图4-5表示变压器磁芯的磁导率随直流偏置磁场的变化。可见,如果在磁路中引入气隙,可以降低偏置磁场的作用,使 μ_Δ 的均匀区扩大。实验证明,相对于某一强度的偏置磁场,在磁路中就有了一个适当长度的气隙,该

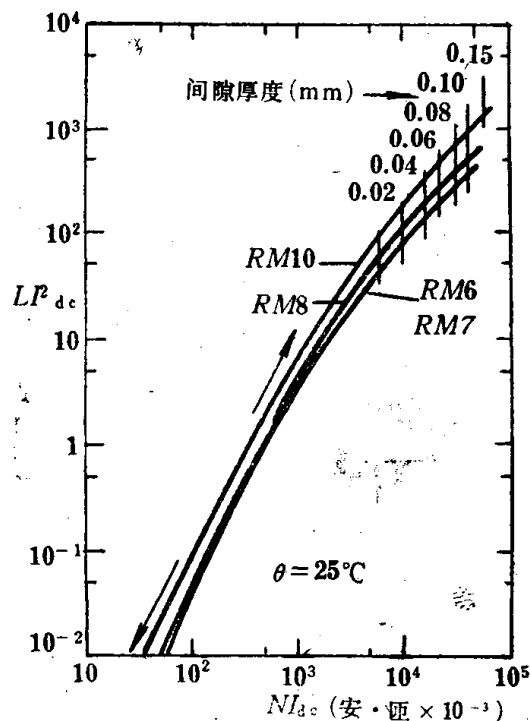


图4-6 罐形磁芯的一组哈纳曲线

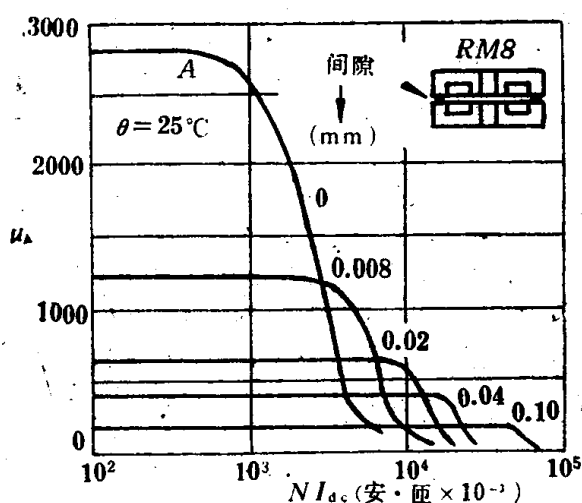


图4-5 变压器磁芯的磁导率随直流偏置场的变化

气隙可以在降低偏置磁场的同时,又不使 μ_Δ 下降太多,这种长度的气隙,对于降低偏置磁场作用和保持高的 μ_Δ 的效果最好,所以称为最佳气隙长度。如何根据偏置磁场的大小及磁路的尺寸,计算最佳气隙呢?这就要利用哈纳曲线。这是专门描述磁路在直流偏置磁场作用下,它的最佳气隙曲线。

哈纳曲线的纵坐标常用 (LI_{dc}^2) 表示,其中 L 为电感, I_{dc} 为直流电流;横坐标常用 (NI_{dc}) 表示,其中 N 为匝数。典型的哈纳曲线如图4-6所示。沿着曲线,还注有不同的 (l_e/l) 值,表示该比值在该坐标下所具有的最佳气隙。如果已知直流电流 I_{dc} ,要求计算

为了得到电感 L 所需的匝数。于是，可以根据给定的 L 及 I_{dc} ，计算 (LI_{dc}^2) 值，再利用磁芯的哈纳曲线，根据计算值查得与 (LI_{dc}^2) 相对应的横坐标 (NI_{dc}) 值。因为 I_{dc} 已知，可以算出所需的匝数 N 及相应的气隙最佳长度 l_g ，在得到最佳气隙以后，为了保持最佳气隙的长度，可以在两个极面之间插入一定厚度的介质片，介质片的厚度为气隙最佳长度的一半。

如果磁芯的截面不均匀，难于确定长度 l 和体积 V ，此时，应采用磁芯的有效长度 l_e 和有体效积 V_e 。对于形状复杂的磁芯，可以采用适合于这种磁芯的哈纳曲线来确定所要求的有关参数。

§ 4.4 实用磁芯的形状及特性

实用的低功率线性变压器磁芯，除环形磁芯外，都是由两个对称的磁芯组成。每个磁芯的极面都经过研磨，以保证有良好的接触。

最早的铁氧体磁芯是E形磁芯，但是，这种形状不能充分发挥铁氧体的优点。罐形磁芯能改善 (R_d/L_p) 值，降低漏电感，且绕组的制作和装配都很方便。它的缺点是绕组引出端必须与电路直接焊接，装拆不方便。由国际电工委员会（IEC）推广的型号和“RM”的菱形磁芯克服了这些缺点，适用于印刷电路板。表4.1列出了某些常用低功率线性变压器磁芯的特性。表4.2列出了近年来由国际电工委员会推荐的菱形磁芯的典型特性。该表的最后一项给出了相应绕组的直流电阻与电感量的比值。此绕组所占据的空间是磁芯窗口面积的一半。初级绕组的总长度是根据每匝平均长度确定的。因为并联电感 L_p 和绕组电阻 R_d 都与绕组匝数的平方 N^2 成正比，所以，比值 (R_d/L_p) 仅与磁芯及绕组的形状以及有效磁导率有关。所以常常用该比值作为磁芯的优值。由于所取绕组只

有窗口面积的一半，所以它的优值用 $\left(\frac{R_d}{L_p} \right)_{\frac{1}{2}}$ 表示，且等于

$$\left(\frac{R_d}{L_p} \right)_{\frac{1}{2}} = \frac{2\rho_c l_w 10^9}{F_w A_w A_L F_p} \tag{4-27}$$

式中， F_w 为铜在绕组中的占空因子， A_w 为窗口截面积； F_p 为绕组的堆积因子； A_L 为电感因子。

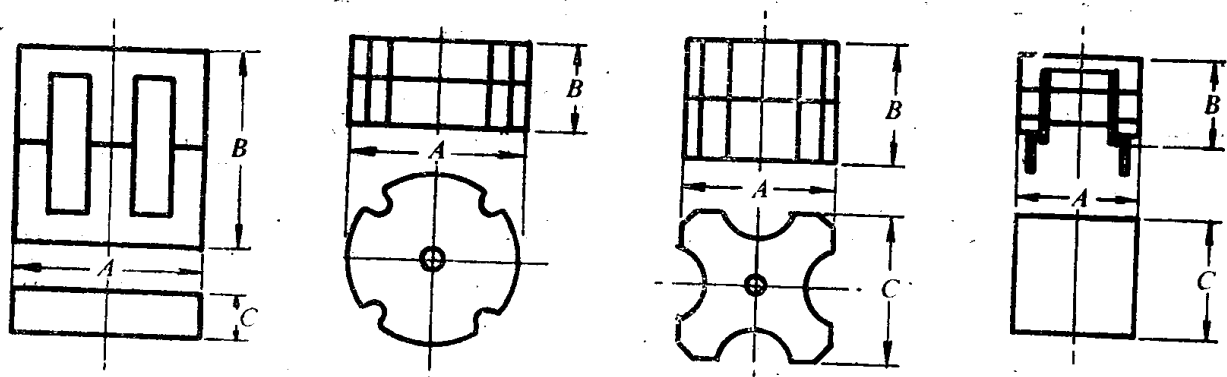


表4-1所示四种磁芯中，磁芯尺寸 A ， B ， C 所表示的意义

表4.1 某些常用低功率线性变压器磁芯的特性

表 1.1 常用磁芯的几何尺寸、磁芯参数及绕组尺寸														
磁芯形式与尺寸 mm × mm	磁芯尺寸			磁芯的参数				绕组的尺寸			匝数因子 a	K_3 $\frac{2\rho_s l_w}{\mu_0 A_s A_w}$ ΩH^{-1}	$\left[\frac{R_{dc}}{L}\right]^{\frac{1}{2}}$ $= \frac{2\rho_s l_w 10^9}{F_w A_s A_w A_L}$ ΩH^{-1}	
	宽度 A mm	高度 B mm	厚度 C mm	l_c mm	A mm ²	V_s mm ³ × 10 ³	$\frac{c_1}{l_c/A_s}$ mm ⁻¹	$\frac{c_2}{l_c/A_s^2}$ mm ⁻³	宽度 b_w mm	高度 h_w mm				面积 $A_w = b_w h_w$ mm ²
双E磁芯	10 × 9	9.48	9.15	2.11	22.88	4.288	0.098	5.335	1.24	5.61.47	8.2	16	<72.2	690
	13 × 13	12.7	13.21	3.175	31.72	9.681	0.307	3.276	0.338	4.61.90	8.7	22	<55	520
	17 × 10	16.99	10.61	3.94	27.49	15.61	0.429	1.760	0.113	3.52.60	22.1	29	<40.8	150
	20 × 20	20.07	19.31	4.595	38.29	27.57	1.056	1.389	0.0504	7.12.80	19.9	32	<33.6	120
	26 × 19	25.4	19.05	6.295	48.72	38.14	1.858	1.277	0.0335	10.8	4.3	46.4	<30.7	59
	30 × 25	30.0	24.99	11.99	56.40	116.6	6.576	0.4837	0.00415	13.0	3.2	41.6	<18.4	33
	30 × 22	30.2	21.99	11.51	51.30	103.2	5.295	0.4971	0.0048	10.5	4.1	43.1	<18.7	31
	35 × 22	34.14	26.21	7.875	62.54	77.42	4.842	0.8077	0.0104	13.5	4.3	58.9	<23.7	37
	42 × 45	41.0	44.55	8.84	101.7	104.5	10.630	0.9728	0.00931	28.5	5.7	162	<25.8	18
	42 × 35	41.58	34.95	9.295	81.46	103.1	8.399	0.7901	0.00766	18.4	6.7	123	<23.4	19
罐形磁芯	56 × 59	55.58	58.73	12.60	131.1	188.6	24.71	0.6950	0.00369	35.8	9.1	326	<21.8	8.4
	92 × 64	90.5	63.50	23.90	163.1	535.4	87.33	0.3046	0.000569	36.5	15.1	551	<14.3	3.8
	10 × 7	直径	6.8		13.4	13.2	0.177	1.02	0.0773	3.61.49	5.36	20.3	<30.6	240
	14 × 9	14.0	9.0		18.7	25.9	0.484	0.72	0.0278	4.82.12	10.2	28.5	<24.3	110
	18 × 11	18.0	11.2		24.7	44.3	1.09	0.558	0.0126	6.32.76	17.4	37.1	<19.5	55
X形磁芯	25 × 16	25.4	16.0		36.4	99.9	3.63	0.364	0.00364	9.03.98	35.8	52.7	<15.3	23
	35 × 23	35.5	22.8		52.5	223	11.7	0.236	0.00106	3.05.07	65.9	73.0	<12.0	11
	21 × 14	20.9	14.2	20.9	38.0	65	2.51	0.575	0.00869	7.3.4.4	32.1	49	<17.5	32
	24 × 15	24.05	15.4	24.05	41.5	72.9	3.03	0.570	0.00782	7.5.5.7	42.8	53	<17.4	25
H形磁芯	29 × 23	29.0	23.3	29.0	55.8	114	6.36	0.490	0.00430	12.87.35	94.1	65	<15.9	12
	34 × 28	33.9	27.7	33.9	67.3	164	11.0	0.410	0.0025	16.1	8.1	130	<14.4	8.4
	H7	9.1	4.18	6.6	17.5	3.25	0.0571	5.40	1.66	4.20.59	2.14	12.1	<37.8	550
	H10	10.0	5.53	11.2	22.5	7.50	0.17	3.0	0.40	4.91.09	5.34	21.2	<25.0	170
	H16	15.9	11.8	15.9	34.4	34.60	1.19	0.99	0.0286	8.91.96	17.4	37.5	<14.9	32
	H20	18.5	14.1	18.5	41.2	47.0	1.93	0.88	0.0187	10.42.60	27.7	46.4	<13.5	21

表4.2 低功率线性变压器用菱形铁氧体磁芯的典型特性

磁 芯 类 型	每匝平 均长度 $l_w(\text{mm})$	绕组最 小宽度 $b_w(\text{mm})$	绕组最 低高度 $h_w(\text{mm})$	绕组最 小面积 $A_w(\text{mm}^2)$	最低 μ_r	最小 A_L ($\text{nH} \cdot \text{N}^{-2}$)	最小 (R_d/L) ($\Omega \cdot \text{H}^{-1}$)
RM 4	19.8	6.0	1.35	8.1	2820	2090	84
RM 5	24.9	5.2	1.98	10.3	2775	3450	49
RM 6	30.7	6.6	2.33	15.4	2850	4125	34
RM 7	35.6	7.2	3.05	22.0	2450	4200	27
RM 8	41.9	9.35	3.38	31.6	2890	5325	17.6
RM10	52.3	11.0	4.15	45.7	3140	7500	11
RM14	71.3	18.9	5.90	111.5			

每种形状的磁芯都有最佳尺寸比, 此时的 $(R_d/L)_{\frac{1}{2}}$ 最低。

如何使绕组引出端的固定既简单又可靠, 亦是一个重要问题。尤其是通信用低功率线性变压器, 常常用直径很小的导线绕制而成, 而且有许多引线和抽头。绕组排列应该与印刷电路的布置相适应。为了使绕组骨架上有足够多的引线端而采用X形磁芯。X形磁芯可以看作是一个正方形的罐形磁芯, 它的每边有足够宽的槽, 以便抽出引线, 进行焊接。

大部分磁芯都存在剩余气隙, 导致 μ_r 降低。必须降低剩余气隙的比值 (l_g/A_g) 来保证足够大的 μ_r 。H形磁芯可以满足该项要求。这种磁芯基本上是由一对U形和I形磁芯组成, 可以通过加宽U形磁芯和I形磁芯的端部而增大接触面积。这样, 在不增加磁芯截面的前提下使 A_g 增大。为保证良好接触而将两个接触表面磨平抛光, 以充分利用材料的磁导率。例如, H形磁芯材料的磁导率为5,000时, 磁芯的有效磁导率可达4,500。

环形磁芯具有通频带宽, 分布参数小等优点。但是绕线比较麻烦。

对于环形磁芯, 亦必须选择最佳尺寸, 此时 (R_d/L_p) 最小, 通频带最宽。可以证明, 要使磁芯的通频带宽, 就要求 $(l_w c_1)$ 小。这里 l_w 为每匝平均长度, c_1 为磁芯的尺寸因子。对于单孔磁环, 设内径为 d_1 , 外径为 d_2 , 沿轴线的厚度为 h , 则每匝平均长度 l_w 为

$$l_w = d_2 - d_1 + 2h$$

根据在§2.1所讨论的等效磁芯的概念, 环形磁芯的尺寸因子 c_1 可表示为

$$c_1 = \frac{2\pi}{h \ln \frac{d_2}{d_1}}$$

所以

$$l_w = d_2 - d_1 + \frac{4\pi}{c_1 \ln \frac{d_2}{d_1}} \quad (4-28)$$

设 d_1 和 c_1 都为常数, 则当 $c_1 d_2$ 满足下式

$$c_1 d_1 = \frac{2\pi}{d_2 \left[\ln \frac{d_2}{d_1} \right]^2} \quad (4-29)$$

时, l_w 为最小值, 考虑到式 (4-27) 后, 得

$$c_1 h = \frac{2\pi}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \quad (4-30)$$

图4-7表示根据式(4-29)得到的 (d_2/d_1) 随 $c_1 d_1$ 的变化曲线。根据要求的磁芯尺寸因子 c_1 , 并固定 d_1 , 可以从该图找到 h 和 d_2 的值。这里, d_1 应固定在尽可能小的值, 因为, 如果磁芯的体积越大, 所需的匝数就越少, 就越难于得到精确的匝数比。所以, 宁可采用较小的磁芯, 以便有较多的匝数。根据式 (4-27), d_2 增大一倍或 d_1 缩小一倍, 都使 c_1 减小同样的比例。然而, 如果 $d_2/d_1 \gg 1$, 则由于 d_2 的增大所引起的 l_w 的增长比由于 d_1 的缩小引起的 l_w 的增长更大。当然, d_1 的尺寸要能保证所有的绕组都能穿过。对于高频变压器来说, 由于绕组的匝数少, 导线直径又较细, 所以 d_1 一般可以固定在较小

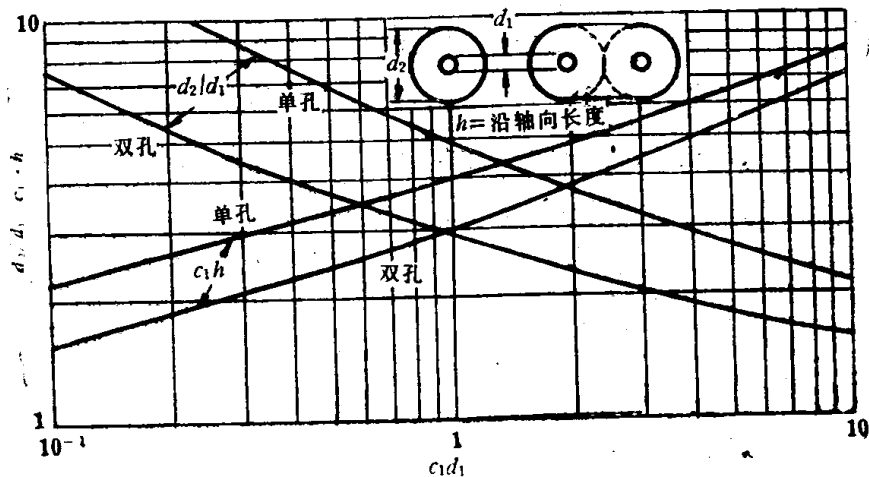


图4-7 具有最佳尺寸的高频变压器用环形磁芯的特性

尺寸上。这种高频磁芯的形式与一般的铁氧体磁环是不同的, 前者实际上是一种短圆柱体磁芯, 甚至开有双孔或多孔, 孔的数量根据应用确定。

表4.3表示具有最佳特性的高频变压器磁芯的尺寸(以mm为单位)。表的上半部分列出了从曲线得到的数据。从这些数据可见, 随着 c_1 的减小, 磁芯的外径 d_2 和体积迅速增大, $(c_1 l_w)$ 降低, 变压器的频带宽度增加。但是, 当磁芯体积太大时, 对于改善通频带不再有明显效果。

根据前面的分析, 变压器的高频传输特性主要决定于漏电感 L_l 及固有电容 C_s 。 L_l 和 C_s 愈小, 变压器的截止频率愈高。由式 (4-25) 得漏电感 $L_l \propto (l_w N^2 / b_w)$, 对于单层绕组而且匝数很少的固有电容 C_s 可表示为 $C_s \propto b_w l_w$ 。

所以
$$L_l C_s \propto N^2 l_w^2 \quad (4-31)$$

由式 (4-31) 可见, 若磁芯的磁导率高, 绕组的匝数 N 可以减少, 此时, $L_l C_s$ 可以减小, 使截止频率提高。磁芯的形状和尺寸对 l_w 亦有影响, 例如, 当磁芯的横向线性尺寸增大一倍时, 每匝平均长度 l_w 亦要增长一倍, 此时, 磁芯的面积要增大二倍。根据式 (4-31), 为保持原有的并联电感, 只需原来匝数 (N) 的一半, 这样, 增加磁芯的截

表4.3 具有最佳特性的高频宽带变压器磁芯的尺寸 (单位: mm)

单 孔 磁 芯									
d_1	c_1	$c_1 d_1$	d_2/d_1	$c_1 h$	d_2	h	l_w	$l_w c_1$	总体积
2	0.8	1.6	4.02	4.5	8.0	5.6	17.3	13.8	285
2	0.4	0.8	5.45	3.7	10.9	9.3	27.4	10.95	860
2	0.2	0.4	7.6	3.1	15.2	15.5	44.2	8.85	2800
1	0.8	0.8	5.45	3.7	5.5	4.7	13.9	11.1	111
双 孔 磁 芯									
2	0.8	1.6	2.45	3.5	4.9	4.37	14.5	11.6	188
2	0.4	0.8	3.1	2.8	6.2	7.0	22.4	9.0	480
2	0.2	0.4	4.02	2.25	8.04	11.3	37.7	7.55	1300
2	0.1	0.2	5.45	1.85	10.9	54.8	54.8	5.48	3900
1	0.1	0.1	7.6	1.55	7.6	44.2	44.2	4.42	1600

面积并没有改变 $L_1 C_1$ ，可是，随着磁芯截面的增大所引起的 L_p 的增大总要比 l_w 的增大慢，因此，一般采用体积小的磁芯。

根据式 (4-22)，并设

$$L_p \propto \frac{N^2}{c_1} = \text{常数} \quad (4-32)$$

将该式代入式 (4-31)，可得

$$L_1 C_1 \propto l_w^2 c_1$$

式 (4-32) 表示，若 d_2 增大， l_w 增长，导致 $L_1 C_1$ 迅速增大。即变压器的截止频率的上限降低。所以，虽然增大磁芯体积能改善频带宽度，但会使通频带移向较低的频率，这对传输高频信号不利。

缩小 d_1 而引起的磁芯特性的改善可从表4.2看出。但是 c_1 和 d_1 的缩小要受到实际极限值的限制。将两个环状磁芯按图4-7右上方的排列方式可以使磁芯的特性得到进一步改善。这实际上是双孔磁芯。在应用这种双孔磁芯时，每匝线圈都要穿过这两个孔。此时，每匝线圈的平均长度 $l_w = 2(d_2 - d_1 + h)$ 。

设双孔磁芯的尺寸因子 c_1 为

$$c_1 = \frac{\pi}{h \ln \frac{d_2}{d_1}} \quad (4-33)$$

此时， l_w 为最小。图4-7同样给出了双孔磁芯的 d_2/d_1 和 $c_1 h$ 随 $c_1 d_1$ 的变化曲线。双孔磁芯的有关数据示于表4.2的下半部分。

§ 4.5 磁芯损耗的影响

我们常用复数磁导率表示磁性材料的损耗。图4-8表示三种典型铁氧体的串联复数磁

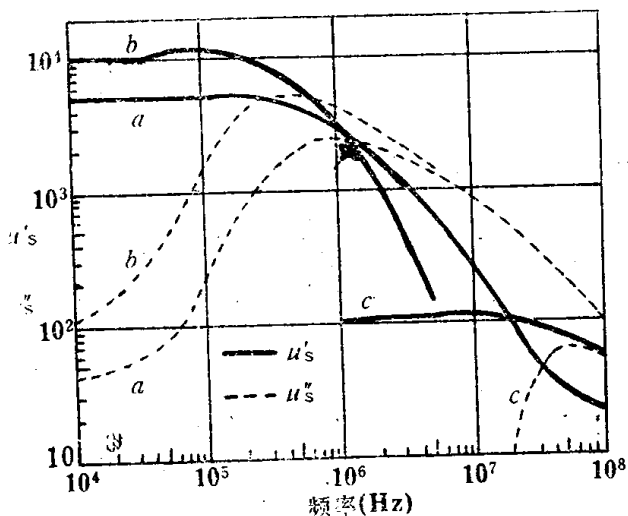


图4-8 Mn-Zn及Ni-Zn铁氧体的串联磁导率

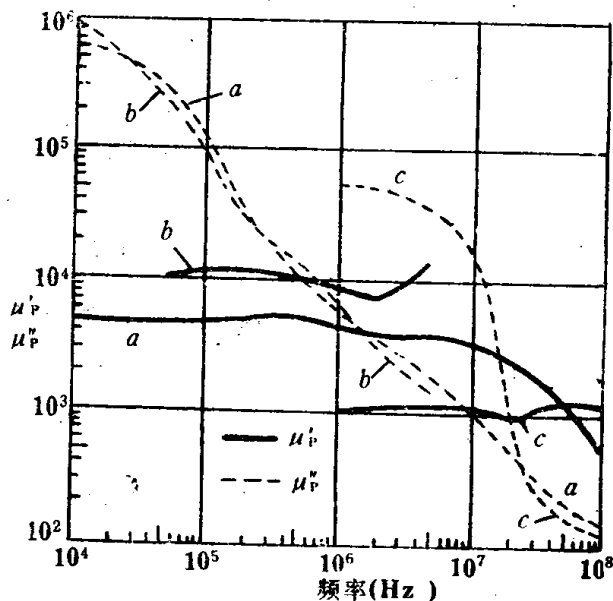


图4-9 Mn-Zn及Ni-Zn铁氧体的并联磁导率

导率；图4-9表示同样三种材料的并联复数磁导率，这三种材料是两种Mn-Zn铁氧体材料和一种Ni-Zn铁氧体材料。两种Mn-Zn铁氧体的起始磁导率分别为：

a) $\mu_i = 5,000$; b) $\mu_i = 10,000$ 。

Ni-Zn铁氧体的起始磁导率为：

c) $\mu_i = 100$

引入Ni-Zn铁氧体的目的是为了进行比较。从图可以看出Ni-Zn铁氧体的高频特性较好。

在设计过程中常常用到并联电抗 ωL_p 和并联电阻 R_p ，所以更多地采用图4-9所示的并联复数磁导率。即

$$\left. \begin{aligned} \omega L_p &= \omega L_0 \mu'_p \\ R_p &= \omega L_0 \mu''_p \end{aligned} \right\} \quad (4-34)$$

式中

$$L_0 = \frac{\mu_0 N^2}{c_1}$$

用匝数的平方进行归一化以后，得到的并联阻抗参数为

$$\left. \begin{aligned} \frac{X_p}{N^2} &= \frac{\omega \mu_0 \mu'_p}{c_1} \\ \frac{R_p}{N^2} &= \frac{\omega \mu_0 \mu''_p}{c_1} \\ \frac{|Z|}{N^2} &= \left(X_p^2 + R_p^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (4-35)$$

对于插入损耗或反射损耗有特别限制的变压器，上述并联阻抗不能小于某一特定值。从而可以确定 (ωL_p) 或 R_p 的最小值，并根据式(4-35)计算要求的匝数 N 。为便于计算，可以先对某些变量归一化，作出在一定的插入损耗和反射损耗下，绕组的匝数与频率的关系曲线。

一个变压器的并联阻抗可以用 R_p 及 Q 值表示为

$$Z = \frac{j\omega L_p R_p}{R_p + j\omega L_p} = \frac{R_p}{1 - jQ} = \frac{R_p(1 + jQ)}{1 + Q^2} \quad (4-36)$$

式中

$$Q = \frac{R_p}{\omega L_p}$$

根据这两个等式，可以求出电源电阻 R_s 及相对于初级的负载电阻 R'_L 都为 1Ω 时的插入损耗为

$$A_i = 10 \times \lg F \quad (4-37)$$

式中

$$F = 1 + \frac{1}{R_p} + \frac{(1 + Q^2)}{4R_p^2} \quad (4-38)$$

显然，对于某一个 Q 值，就有一个相应于插入损耗为 1dB 的并联电阻值 R_p 。而铁氧体在一定工作频率下的 Q 值 $\left(Q = \frac{\mu''_p}{\mu'_p}\right)$ ，从复数磁导率的数据中是可以查到的。这样，

便可以计算出不同的插入损耗下的 R_p 值，再根据下式计算出所求的匝数

$$R_p = \frac{\omega \mu_0 \mu''_p N^2}{c_1}$$

为了方便，令 $c_1 = 1\text{mm}^{-1}$ 的匝数为归一化匝数 N_s ，则

$$N_s^2 = \frac{R_p}{\omega \mu_0 \mu''_p} \times 10^3 \quad (4-39)$$

若电路阻抗为 R [等于 $R_s R'_L / (R_s + R'_L)$]，磁芯因子为 $c_1 (\text{mm}^{-1})$ ，则在给定插入损耗下的实际匝数为：

$$N = N_s \sqrt{2Rc_1} \quad (4-40)$$

图4-10表示前述的三种铁氧体材料，在以插入损耗 A_i 为参变数时， N_s 值随频率的变化规律。

由于Mn-Zn铁氧体具有高的磁导率 μ 及高的相对介电常数 ϵ ，因此，电磁波在其中传输时速度减慢。这将导致磁芯阻抗的变化。

通常称这种现象为尺寸谐振。根据电动力学的有关定律，电磁波在铁氧体中的传输速度 v 为

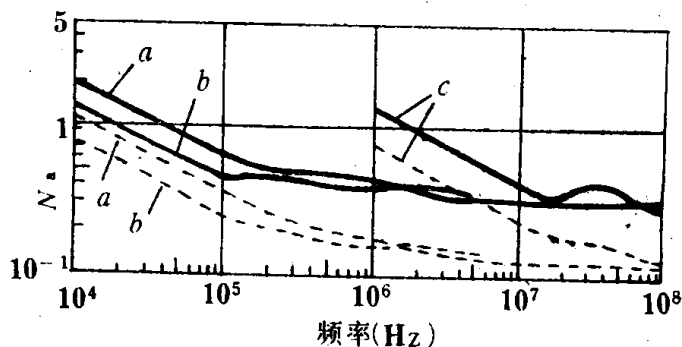


图4-10 归一化的匝数 N_s 随频率的变化

实线： $A_i = 0.5\text{dB}$ 时的最小 N_s 值

虚线： $A_i = 3\text{dB}$ 时的最小 N_s 值

$$v = (\mu_0 \mu \varepsilon_0 \varepsilon)^{-\frac{1}{2}} = f\lambda \quad (4-41)$$

对于典型的Mn-Zn铁氧体, $\mu=5,000$, $\varepsilon=200,000$ 由上式计算得到的 v 值为 $\frac{c}{3000}$ 。

其中, c 为电磁波在自由空间的传输速度。

工作频率较低时, 磁芯截面上各点的交变磁感应强度的相位是相同的。随着频率提高, 电磁波在磁芯中传输的速度减慢, 使截面中心附近的磁感应强度的相位延迟。当磁芯的最小截面尺寸等于电磁波的半波长时, 在截面上出现驻波, 截面上各点的磁感应强度的相位不同。有关这方面的具体变化情况可以通过绕组两端的阻抗变化来说明。一般是: 在低频端, 基本上呈现电感性; 在共振频率时, 呈现电感性。必须指出, 上述尺寸共振现象只有当工作频率高于50kHz, 而且磁芯截面积很大时才可能发生。

在通常情况下, 式(4-41)中的 μ 和 ε 是频率的复杂函数。因此, 很难由上式精确计算电磁波在磁芯中的传输速度。为方便起见, 通常用图示法描绘尺寸共振的具体规律。由于尺寸共振与磁芯的几何尺寸有关,

因而可以通过实测求得磁芯几何尺寸与尺寸共振频率的关系。图4-11表示圆柱形Mn-Zn铁氧体的共振直径 D_r 与共振频率的关系。如果磁芯截面积为矩形, 则相应的尺寸比图中的 D_r 值略低。为了避免在工作频率下发生尺寸共振引起能量损耗, 要求磁芯横向最小线性尺寸比该频率下的共振直径 D_r 小得多。在图4-11中 a, b 代表的材料与图4-8中的情况相同。

通过以上分析可知, 在确定变压器磁芯的尺寸时, 其截面尺寸不能任意确定, 必须小于给定频率下的 D_r 值。磁芯的工作频率愈高, D_r 值愈小。因此, 在高频下工作的磁芯的尺寸不能太大, 这种对磁芯截面尺寸的限制对磁导率较高的磁芯尤为严格。

Mn-Zn铁氧体的 μ 值和 ε 值都很高, 因而尺寸共振效应特别显著。在很高的工作频率时, 这种材料的尺寸共振难于避免, 这时, 改用Ni-Zn铁氧体较为合理, 因为Ni-Zn率 μ 值虽较高(100左右), 但它的 ε 值较低, 所以, 工作频率可以提高。

最后, 简要地介绍绕组中的涡流损耗。在低频域, 绕组的电阻与频率无关, 插入损耗 A_i 仅决定于 $R_s/(R_s + R_i)$ 。在高频域, 由于邻近效应, 绕组的电阻升高, 导致插入损耗增加。如果绕组的电阻在通频带的较低端就引起较大的插入损耗, 而且, 随频率升高而增加, 则将引起中频传输特性恶化。但是, 由于工作频率高, 往往只需要很少的匝数就能达到标称的电感量。因此, 导线短, 绕组的直流电阻低, 这又使中频损耗下降, 从而对上面所提及的损耗有一定的补偿作用。如果要求通频带保持不变, 可以采用直径较小的导线, 或者采用多股线制成绕组, 以进一步降低由涡流效应和邻近效应引起的交流损耗。

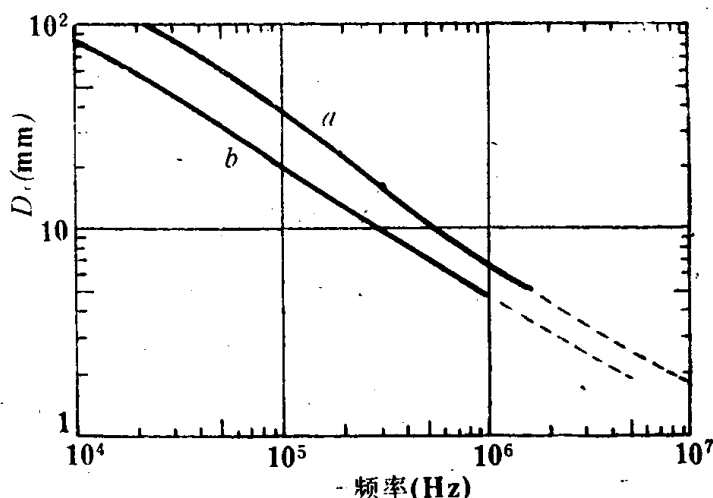


图4-1 Mn-Zn铁氧体的尺寸共振直径与共振频率的关系

§ 4.6 低功率线性变压器设计举例

设计的程序决定于技术要求，一般规律是：

- 1) 根据技术要求，转换成对等效电路的有关元件的要求。
- 2) 在选择磁芯时，不可能一次成功。先估算 (R_1/L_p) 值，然后选用 $(R_d/L)^{1/2}$ 值比计算值小的磁芯。
- 3) 如果绕组中通有直流电流，应该通过哈纳曲线来选择磁路或确定匝数。如果绕组中没有直流电流，则根据在步骤2)所选定的磁芯，找出它的匝数因子 α 或电感因子 A_L ，计算能满足要求的并联电感 L_p 所需的匝数。
- 4) 根据匝数比，计算另一些绕组的匝数。
- 5) 根据绕组的面积 A_w ，确定导线直径。
- 6) 计算绕组的电阻，并核实： $R_1 + \frac{R_2}{r^2}$ 应小于技术指标所规定的值，如果不能满足要求，必须提高铜线的占空因子或选用 $(R_d/L)^{1/2}$ 较小的磁芯。
- 7) 计算并核对磁芯的损耗，要求在整个通频带内 R_p 的影响都可忽略。否则，要求选用损耗小的磁芯或尺寸大的磁芯，或增加绕组的匝数。
- 8) 计算并核对漏电感 L_l ，如果 L_l 太大，将绕组分段绕制，如果分段绕制后仍不能降低 L_l ，必须选用 (L_p/L_l) 较大的磁芯。
- 9) 计算并核对绕组的固有电容 C_s ，如果 C_s 太大，必须改进绕制方法，例如可以采用并绕法。

现在，我们通过例题来说明设计变压器的典型步骤。

[例1] 设变压器有两个绕组，它的次级绕组与初级绕组的匝数比为 $\sqrt{2}$ 。相对于初级 (600Ω) 的主要参数是：

并联电感量 $L_p = 0.275\text{H}$

绕组总电阻， $R_1 + \frac{R_2}{r^2} < 42$

漏电感量 $= 175\mu\text{H}$

相对于初级的次级并联电容量 $= 486\text{pF}$

假定电压幅度较小，可以忽略磁滞。同时假定绕组中没有直流电流。

分析计算：

根据题意，可以认为，初级和次级占有近似相等的面积，所以， $R_1 \approx R_2$ ， $R_1 < 21\Omega$ 。

由此得， $\frac{R_1}{L_p} = \frac{21}{0.275} = 76\Omega \cdot \text{H}^{-1}$ 。

参考表4.1，适用的磁芯包括26mm的双E磁芯，18mm的罐形磁芯，X21的X形磁芯以及H16的H形磁芯。

本例采用罐形磁芯， $(R_d/L)^{1/2} = 55\Omega \cdot \text{H}$ 。现在，根据磁芯的 α 或 A_L ，要求的电感 L_p ，求匝数。应该取 α 或 A_L 的平均值。根据表中所列数据， $A_L < 19.5$ ，取18.5。则 N_1

为

$$N_1 = \alpha \sqrt{L} = 18.5 \sqrt{275} \approx 307$$

设初级绕组的截面积约为 A_w 的一半。根据表4.1, 绕组的宽度为6.3mm, 总高度为2.76mm, 其中绝缘层为0.4mm, 初级和次级绕组的总高度分别为1.2mm。所以, 每个绕组的横截面积为 $6.3 \times 1.2 = 7.6 \text{ mm}^2$ 。设铜线的占空因子为0.9, 则初级绕组铜导线的最大直径 d_0 为

$$d_0 = \sqrt{\frac{7.6 \times 0.9}{307}} \approx 0.15$$

如果采用漆包线, 则铜线的直径为0.122mm, 这种铜线单位长度的电阻为 $1.45 \Omega \cdot \text{m}^{-1}$ 。已知每匝平均长度 $l_w = 37.1 \text{ mm}$ 。所以, 初级绕组的电阻 R_1 为

$$R_1 = 307 \times 37.1 \times 1.45 \times 10^{-3} = 16.5$$

次级绕组的相应参数为

$$N_2 = 307 \times \sqrt{2} \approx 434 \text{ (匝)}$$

$$d_0 = \sqrt{\frac{7.7 \times 0.9}{434}} \approx 0.126 \text{ (mm)}$$

选用 $d = 0.102 \text{ mm}$ 的漆包线, 这样铜线单位长度的电阻为 $2.99 \Omega \cdot \text{m}^{-1}$ 。次级绕组的总电阻 R_2 为

$$R_2 = 434 \times 37.1 \times 2.09 \times 10^{-3} = 33.7$$

相对于初级的次级电阻 $R'_2 = \frac{33.7}{2} = 16.9 \Omega$, 所以, 相对于初级的总电阻 $= 16.5 + 16.9 = 33.4 \Omega$ 。该值小于所规定的绕组总电阻 (42Ω)。

绕组的总电阻和并联电感都符合技术要求以后, 核对磁芯损耗。根据题意, 忽略磁滞损耗, 而且因工作频率低, 可以不计涡流损耗。已知 Mn-Zn 铁氧体材料的损耗特性为

$$f = 10 \text{ kHz 时, } \frac{\text{tg} \delta_r}{\mu_i} = 5 \times 10^{-6}$$

$$f = 300 \text{ kHz 时, } \frac{\text{tg} \delta_r}{\mu_i} = 40 \times 10^{-6}$$

根据前面的公式, 得

$$\frac{\text{tg} \delta_r}{\mu_i} = \frac{\omega \mu_0 N^2 A_c}{l_p R_p}$$

所以

$$R_p = \frac{\mu \omega_0 N^2 A_c}{l_p} \cdot \frac{\mu_i}{\text{tg} \delta_r}$$

从表4.1查得并代入有关参数后, 得

$$R_p = 1.43 N^2 f \frac{\mu_i}{\text{tg} \delta_r} \times 10^{-8}$$

所以, 在10kHz时, $R_p = 2.7 \text{ M}\Omega$;

在300kHz时, $R_p = 10 \text{ M}\Omega$ 。

显然, 磁芯损耗很低, 在整个工作频率范围可以忽略不计。

〔例2〕设计一个能使内阻为 600Ω 的电源与 150Ω 的负载相匹配的低功率线性变压器，该变压器在 $f_1=100\text{Hz}$ 时的低频附加插入损耗 A_i 应小于 0.5dB 。

分析计算：

选用图4-9中材料a制成的RM8型磁芯。首先估计其通频带特性。

电源内阻 $R_s=600\Omega$ ，在最佳匹配条件下的并联总电阻应为 300Ω 。

由式(4-13)得到的低频附加损耗 A_i 应小于 0.5dB ；即

$$10 \times \lg \left[1 + \left(\frac{300}{200\pi L_p} \right)^2 \right] < 0.5$$

由此得到的并联电感量 L_p 应满足

$$L_p > 1.37$$

由表4.2查得RM8的电感因子 A_L 值为

$$A_L > 5325 \text{ (nH} \cdot \text{N}^{-2}\text{)}$$

根据 L_p 和 A_L ，可以计算出绕组的匝数 N 应该为：

$$N = \sqrt{\frac{1.37 \times 10^9}{5325}} \approx 507$$

从表4.2中查得磁芯的最小窗口面积 A_w 为 31.6mm^2 ，其中一半空间用来放置初级绕组。设铜导线的充填因子 F_p 为 0.85 ，则求出初级绕组的直径为

$$d_0 = \sqrt{\frac{15.8 \times 0.85}{507}} \approx 0.163$$

从有关资料查得 $d=0.14\text{mm}$ 的铜导线，包括绝缘层的直径 $d_0=0.163\text{mm}$ 。因此，可以选用该种材料。其电阻率为 $1.12\Omega \cdot \text{m}$ ；从表4.2查得RM8磁芯绕组的 $l_w=41.9\text{mm}$ ，由此根据直流总电阻公式求得直流总电阻 R_d 为

$$R_d = \rho_c N l_w = 507 \times 41.9 \times 1.12 \times 10^{-3} = 23.8$$

据 R_d 和 L 求出 $\frac{R_d}{L} = \frac{23.8}{1.37} = 17.4\Omega \cdot \text{H}^{-1}$ ，该值与表4.2中最后一列查得的 $17.6\Omega \cdot \text{H}^{-1}$ 非常接近。

中频衰减的表达式为

$$20 \times \lg \left(1 + \frac{R_s}{R_s + R'_b} \right)$$

由上式求出的中频衰减为 0.34dB

如果初级和次级绕组是用简单的平绕法绕制，则漏电感的近似式为

$$L_l = \frac{4\pi N^2 l_w h_w \times 10^{-7}}{3b_w}$$

将表4.2中 l_w 、 h_w 以及 b_w 的相应值代入上式，则得到 $L_l=1.63\mu\text{H}$ 。

与此相应的衰减可表示为

$$A_i = 10 \times \lg \left[1 + \frac{\omega L_l}{(R_s + R'_b)^2} \right]$$

设在高频端的衰减为0.5dB, 根据上式求得 $f_2 = 41\text{kHz}$ 。

最后, 对磁芯损耗进行核对。

已知频率在10kHz时 $\frac{R_p}{N^2} = 50$, 此时 $c_1 = 1\text{mm}^{-1}$ 。对于一个 $c_1 = 0.6 \sim 7\text{mm}^{-1}$ 的RM8磁芯, 其 R_p 值应为

$$R_p = 50 \times \frac{N^2}{c_1} = 50 \times \frac{507^2}{0.67} = 19 \times 10^6$$

由此可见, 在负载电阻为600Ω的电路中, 当并联一个阻值为19MΩ的电阻时, 引起的衰减是完全可以忽略不计的。

如果使用型号为RM6的磁芯来代替RM8的磁芯, 得出的各个参数如下 (为便于比较, 特地将RM8磁芯的相应值按序列于括号中。)

$N = 576$	(507)
$d = 0.09$	(0.14) mm
$R_d = 47.9$	(23.8) Ω
中频衰减 = 0.67	(0.34) dB
$L_1 = 1.5$	(1.63) mH
$f_2 = 44.6$	(41) kHz

从以上结果可以看出, 磁芯尺寸愈小, 中频衰减愈大, 而通频带宽度变化不大。通频带宽度所以变化很小是因为它的大小与 (L_p/L_1) 有关, 而 (L_p/L_1) 是无量纲的因子, 它们与尺寸无关, 只要几何形状相同, 它们的数值就保持不变。

[例3] 设计一个低功率线性变压器, 它为两个50Ω的电路提供隔离。该变压器在 $f_1 = 1\text{MHz}$ 时的插入损耗应小于0.5dB。

分析计算:

选用双孔垫圈型铁氧体磁芯, 其有效起始磁导率为5000, 磁芯尺寸因子 $c_1 = 0.625\text{mm}^{-1}$ 。

由图4-11查得 $\mu_i = 5000$ 的Mn-Zn铁氧体材料(曲线a), 在1MHz时的 N_i 值为0.43。将 $R = 50\Omega$ 以及 c_1 和 N_i 值代入式(4-40)得

$$N = 0.43 \sqrt{2 \times 25 \times 0.625} = 2.4$$

据此确定该变压器的初、次级绕组各为3匝。

从理论上讲, 这种磁芯结构具有较宽的通频带宽度, 通常超过100MHz。但是由于实际上总存在漏电感的影响, 因此实际频带宽受到了限制。不过, 从图(4-10)可以看出, 在频率为1MHz时, 传输特性曲线仍然比较平坦, 这就有可能使频带向低频侧延伸到低于1MHz的频率范围。

§ 4.7 偏转磁芯

电视接收机中显示图象所用的阴极射线管都是电磁偏转式的。为了控制电子束扫描形成光栅, 必须在显象管的颈部安装偏转线圈。偏转线圈包括水平偏转线圈和垂直偏转线

圈，分别装在管颈的互相垂直的两个侧面上。在这两对偏转线圈中通过锯齿电流时，产生与电流成比例的磁场（如图4-12所示），使电子束偏转，在荧光屏上形成光栅并显示图象。由于这两对马鞍形的偏转线圈的外径大，效率低，必须在线圈的周围用铁氧体磁芯包住，如图4-13所示。磁芯使分布在线圈周围的磁力线集中通过管颈，大大提高了效率。

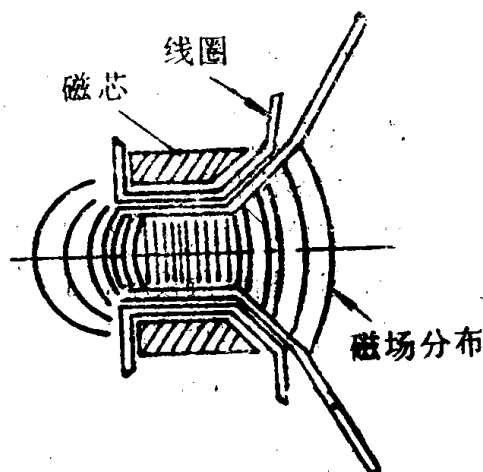
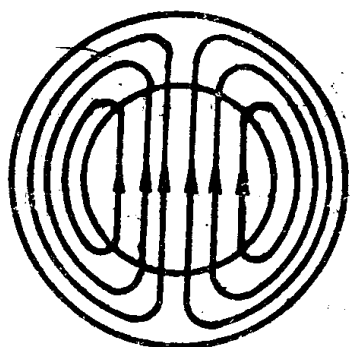


图4-12 偏转线圈产生的磁场分布图

图4-13 用偏转磁芯将偏转线圈套住的结构

偏转线圈用的磁芯是环形磁芯，根据它的磁化方向，是开启磁路，对磁芯材料的磁导率的要求不高（起始磁导率 $\mu_i=600\sim800$ ），而对于磁芯的形状、机械尺寸，特别是要求与显象管尺寸的配合要紧密。对磁芯的要求可以概括为：

1. 磁芯的表面电阻要高，以保证有良好的绝缘性能。
2. 为了不损伤线圈，磁芯各个部分不能有锐角和任何不光滑，不平整处。
3. 磁芯内侧的弯曲度必须与显象管颈与管锥的弯曲度配合良好。

偏转磁芯的形状复杂，压制成形是关键工艺。要得到密度均匀一致的磁芯必须使材料粉有良好的流动性；对工模具的要求比较高。近年来，由于制造工艺的改进，可使尺寸精确度达到 $\pm 0.5\%$ 。

常用磁芯材料是Mn-Zn-Cu系铁氧体，Ni-Zn-Cu系铁氧体材料，其起始磁导率为 $600\sim1500$ ，最高磁感应强度为 $2500\sim4000\text{Gs}$ ，矫顽力为 $0.2\sim0.8\text{Oe}$ 。水平偏转线圈通常要承受 $2\sim3\text{kV}$ 的高压，所以必须有良好的绝缘性。

第五章 功率变压器磁芯

本章讨论的变压器与前述的低功率线性变压器不同。低功率线性变压器传输的功率低，不必考虑磁芯的饱和现象和工作温度问题。而功率变压器要传输较大的功率，必须将这两个问题作为设计时考虑的主要因素。用铁氧体磁芯代替金属片状磁芯后，磁芯损耗可以大大下降。但是，由于铁氧体磁芯的饱和磁感应强度约为金属磁芯的四分之一，所以，在低频时，前者的优点并不明显，随着工作频率的提高，铁氧体磁芯的优点就更为突出。

不同的应用场合，功率变压器所起的作用不同。有些用来传输单频信号的功率，如用在功率分配网络中的变压器；有些用来传输窄频带信号的功率，如用作超声波发生器的输出变压器；还有一些用来传输宽频带信号的功率，如用作天线匹配变压器。对于这些不同用途的变压器的要求显然是不同的。所以，设计时所强调的参数亦不同。如：功率变压器的工作频率很低时，要求输出电压稳定，磁芯不出现饱和；若工作频率较高时，要求磁芯损耗与绕组保持一定比值。在介绍磁芯设计及应用以前，先讨论设计功率变压器的一般原理。

§ 5.1 设计功率变压器的一般原理

设计变压器的基本关系式是感应电压方程式

$$E = \frac{\omega \hat{B}_e A_e N}{\sqrt{2}} \quad (5-1)$$

式中， \hat{B}_e 为有效磁感应强度峰值，单位T（特斯勒）；

A_e 为磁芯的有效截面积，单位 m^2 ；

N 为绕组的匝数。

由式（5-1）可见，当外加电压和磁芯的尺寸一定时， $(\hat{B}_e N)$ 与 f 成反比。而磁芯损耗与 $f \hat{B}_e^n$ 成正比，这里 n 为斯坦梅兹指数， n 决定于磁芯的尺寸及工作条件，其值在1.9~2.9之间。当磁芯损耗一定时， $\hat{B}_e \propto \frac{1}{f^{\frac{1}{n}}}$ 。由此可见，如果要保持磁芯损耗不

变，则随着工作频率的下降，必须提高磁感应强度或增加线圈的匝数。在这种情况下，主要应考虑磁芯的损耗。同时，为了使器件的效率和特性达到最佳状态，必须使磁芯损耗和绕组损耗之间满足一定的比例关系。

工作频率降低时，磁感应强度增大，此时，应考虑的主要问题是磁芯的饱和现象。

如果工作频率继续降低，为了保持 \hat{B}_e 值不变，必须增加绕组的匝数，这样就要使磁芯的损耗相对减少，绕组的损耗相对增大，总损耗增大，温度升高。工作频率更低时，绕组的电阻和漏电感都要进一步增大，引起输出电压不稳定。所以，在低于某一最低频率时

设计变压器，应考虑的主要因素是输出电压的稳定性问题。

并联电感 L_p 是设计变压器的另一个重要参数。通常要求 L_p 大于某一特定值。如果电感量太小，将使磁化电流增大；而电感量太大时，引起较大的漏电感，而且，使绕组的电阻增大。

根据式(5-1)及式(4-22)，可得到下列关系式

$$N^2 = \frac{2E^2}{\omega^2 \widehat{B}_e^2 A_e^2} = \frac{LI_e}{\mu_0 \mu_r A_e}$$

所以 $A_e I_e = V_e = \frac{2\mu_0 \mu_r E^2}{\omega^2 L \widehat{B}_e^2} \quad (5-2)$

式(5-2)表示，磁芯的体积与电感量 L 和有效磁感应强度 \widehat{B}_e 的关系。 \widehat{B}_e 和 L 都是设计时必须考虑的主要参数。为了避免磁芯饱和，降低磁芯损耗，必须将 \widehat{B}_e 限制在某一数值。并根据式(5-1)确定最少匝数。再根据式(4-22)计算并联电感，然后估计漏电感及绕组的电阻。如果这些参数不能满足技术要求，必须改用尺寸较大的磁芯。若电感量是考虑的主要因素，则应根据要求的并联电感确定匝数。并据此确定磁感应强度。但是，在设计开始时，往往并不完全明确哪一个是必须考虑的主要因素，所以只能分别计算匝数，然后采用匝数较多的计算值。

在进行上述基本计算时，还应注意磁芯的磁导率是随磁感应强度而变化的。而且，当磁芯工作在最大 \widehat{B}_e 时，其振幅磁导率往往大于起始磁导率。

图5-1表示变压器的简化等效电路图。电路图中各等效元件的关系为：

$$R_1 + R_2' \ll R_b' \ll L_p \text{ 与 } R_p \text{ 相并联的阻抗}$$

这说明初级和次级绕组的电阻都很小。绕组的损耗及磁芯的损耗表达式为

$$\text{绕组损耗} = P_w = I_1^2 (R_1 + R_2')$$

$$\text{磁芯损耗} = P_m V_e = \frac{U_1^2}{R_p}$$

(5-3)

式中， P_m 为磁芯损耗密度；

V_e 为磁芯的有效体积。

在负载上的功率 P_b 为

$$P_b = I_1^2 R_b' = \frac{U_1^2}{R_b'}$$

所以

$$\frac{P_w + P_m V_e}{P_b} = \frac{R_1 + R_2'}{R_b'} + \frac{R_b'}{R_p} \quad (5-4)$$

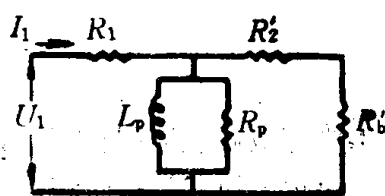


图5-1 功率变压器的简化等效电路图
(电路中的各元件都是相对于初级绕组的值)

U_1 为初级电压；

R_1 为初级绕组电阻；

I_1 为初级电流

R_2' 次级绕组电阻；

R_b' 为负载电阻；

L_p 为初级并联电感；

R_p 为并联磁芯损耗电阻。

式(5-4)是损耗功率与输出功率比值的表示式。将式(5-4)对负载电阻 R'_b 求导,可得到损耗功率为最小的条件,即 $\frac{R_1+R_2}{R'_b} = \frac{R'_b}{R_p}$ 。这说明,负载电阻 R'_b 的值能保证磁芯的损耗等于绕组的损耗时,则变压器的功率为最高。

在具体设计变压器时,若磁芯已经确定,当将一定的功率传输到某个确定的负载时,如何才能保证损耗功率为最小呢?设初级绕组的匝数 N_1 是可变的。若 N_1 大,绕组的损耗就大,磁感应强度及磁芯损耗就低;若 N_1 小,得到相反的结果。主要目的是要确定总损耗为最低时,磁芯损耗和绕组损耗之间的最佳比值。假定绕组完全充满窗口,铜线的占空因子是一个常数,绕组中的涡流可以忽略。则绕组的损耗 P_w 为

$$P_w = I_1^2 R_s = \frac{U_1^2 R_s}{R'_b{}^2}$$

式中, R_s 为绕组的总电阻; R'_b 为负载电阻(R_s 、 R'_b 都是相对于初级绕组的值); U_1 为外加电压; I_1 为初级电流。

磁芯损耗为

$$P_m V_c \propto \hat{B}^n = \frac{k_1 U_1^n}{N_1^n}$$

式中, N_1 为初级绕组匝数; n 为斯坦梅兹指数; k_1 为比例常数。

变压器的总损耗为

$$P_w + P_m V_c = k_1 \left(\frac{U_1}{N_1} \right)^n + \left(\frac{U_1^2}{R'_b} \right)^2 R_s$$

令

$$R_s = k_2 N_1^2$$

其中, k_2 为另一个比例常数。

所以

$$P_w + P_m V_c = k_1 \left(\frac{U_1}{N_1} \right)^n + k_2 \left(\frac{U_1 N_1}{R'_b} \right)^2$$

将该式对于 N_1 求导,得到总损耗最小的条件为

$$k_1 \left(\frac{U_1}{N_1} \right)^n = \frac{2k_2}{n} \left(\frac{U_1 N_1}{R'_b} \right)^2$$

即

$$P_m = \frac{2}{n} P_w \quad (5-5)$$

已知 n 在1.9~2.9之间;取 $n=2$,磁芯损耗等于绕组损耗,此时,器件的总损耗为最小。

以上仅是分析结果,还必须根据器件的工作条件,确定各种损耗。例如,工作频率很低时,饱和磁感应强度是主要设计参数;随着工作频率的提高,磁芯损耗逐渐成为必

须考虑的主要参数。但是，磁芯损耗同样与磁感应强度有关。如果磁芯及磁感应强度都已确定，则设计变压器比较简单。根据式(5-1)计算初级绕组的匝数，绕组中其它线圈的匝数根据电压比确定。导线直径及电阻可根据第二章介绍的方法计算，然后，计算由绕组电阻所引起的电压降及漏电感。如果绕组引起的电压降太大，必须改用截面较大的磁芯。

§ 5.2 磁芯用材料的特性

最早作为功率变压器磁芯的是以硅钢片为代表的金属磁性材料，它的饱和磁感应强度高，起始磁导率高，适于作低频功率变压器磁芯。但由于硅钢片的电阻率低，所以，高频功率变压器磁芯都用Mn-Zn铁氧体材料。首先用铁氧体磁芯做成的功率变压器是电视接收机的线性变压器。近年来，由于开关电源的推广应用，使铁氧体的产量大大的增加。下面，首先介绍用作一般的功率变压器的磁芯材料，然后介绍用作开关电源的磁芯材料。

一、用作功率变压器的磁芯材料

饱和磁感应强度较高的Mn-Zn铁氧体适于作功率变压器磁芯。铁氧体的磁特性和电阻率随成分及微观结构而改变。而微观结构又与烧结温度有关。在成分一定时，应选取 B_s 高，居里温度高，损耗低的烧结温度。

图5-2表示Mn-Zn铁氧体的磁性随成分变化的规律。从图可见， B_s 与烧结温度、烧结条件关系密切，并且随 Fe_2O_3 含量的增加而增大。而居里温度随 Fe_2O_3 的增加和ZnO的降低而升高。特别是随着MnO含量的增加，损耗为最低的温度(T_p)升高。如果 T_p 太低，以致磁芯的工作温度超过 T_p ，则随着温度的升高，功率损耗增加，引起磁芯温度升高。为了防止磁芯过热，必须适当提高 T_p ，实用的磁芯的 T_p 约为60~120°C。起始磁导率 μ_i 随 Fe_2O_3 的含量的增加而迅速降低。功率铁氧体的 B_s ， T_c ， T_p 及 μ_i 都要高。了为确保这些性质，铁氧体的成分应在图5-2的A区域内。

在选定成分以后，材料的微观结构还要随添加剂或烧结条件而变化。图5-3表示功率损耗的几何平均值随 ΔB 的变化规律。从图5-3可见， ΔB 愈大，损耗愈低。所以，提实 ΔB 与降低损耗是一致的。若 B_s 值一定， B_r 愈小， ΔB 就愈大。因此，要降低损耗，就必须降低 B_r 值。

为了降低涡流损耗，必须提高电阻率。通过细化结晶颗粒可以提高电阻率。加入适量的添加剂 CaCO_3 ， SiO_2 或 V_2O_5 等，并选择适当的烧结条件，也可以改善损耗。

在确定原料成分和添加剂以后，材料的微观结构要随烧结条件而变化，必须掌握微

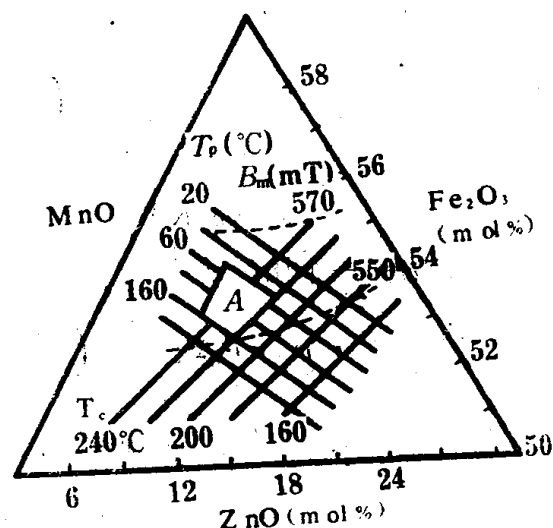


图5-2 Mn-Zn铁氧体的磁性随成分的变化规律

观结构与烧结条件的关系。

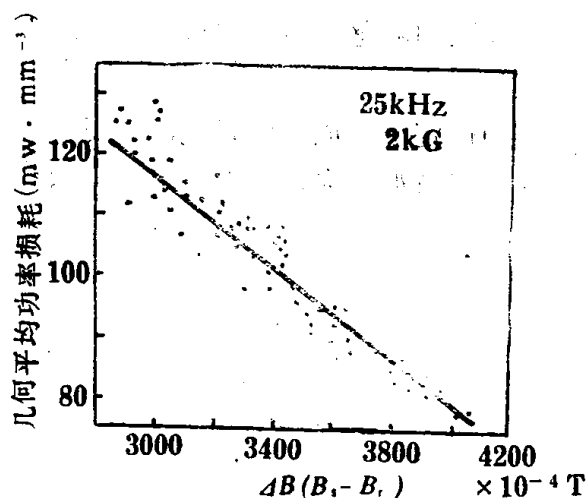


图5-3 功率损耗的几何平均值与 ΔB 的关系

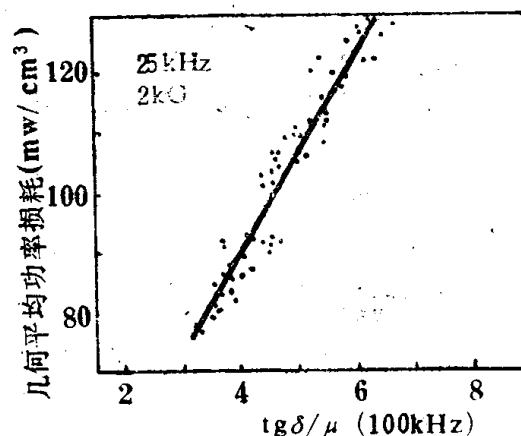


图5-4 功率损耗的几何平均值与 $\frac{tg\delta}{\mu_i}$ 的关系

图5-4表示相对损耗系数 $\frac{tg\delta}{\mu_i}$ 与功率损耗的关系。 $\frac{tg\delta}{\mu_i}$ 愈小，损耗愈低。考虑图5-3

以后，可以看出，只要降低 $\frac{tg\delta}{\mu_i}$ 值，就可以增大 ΔB ，降低损耗。这说明，可以同时降低磁滞损耗和涡流损耗。铁氧体在高频域的损耗可以表示为：

$$P_t = P_h + P_e = (k_h \cdot f + k_e \cdot f^2) B^n \cdot V_e$$

式中， P_t 为总损耗； P_h 为磁滞损耗； P_e 为涡流损耗； k_h 为磁滞损耗系数； k_e 为涡流损耗系数； n 为常数； V_e 为有效体积。可见，磁滞损耗与频率成正比，涡流损耗与频率的平方成正比。在100~1000kHz时的 $n=2.0\sim 2.6$ ，因此，在高频域， P_e 比 P_h 大，为了降低 P_e ，必须提高电阻率。

图5-5表示用等速升温法烧结时，升温速度与烧结密度的关系。升温速度愈慢，烧结密度就愈高。若要提高功率变压器的 B_m 值，必须提

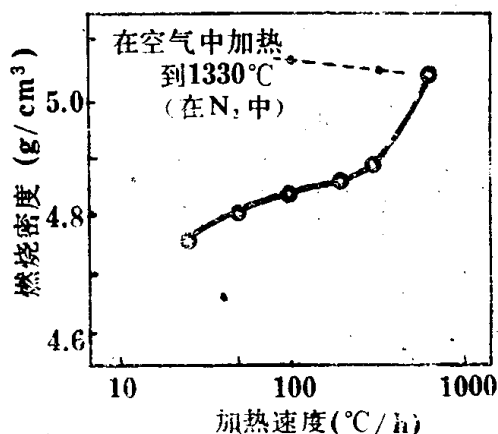


图5-5 升温速度对烧结密度的影响

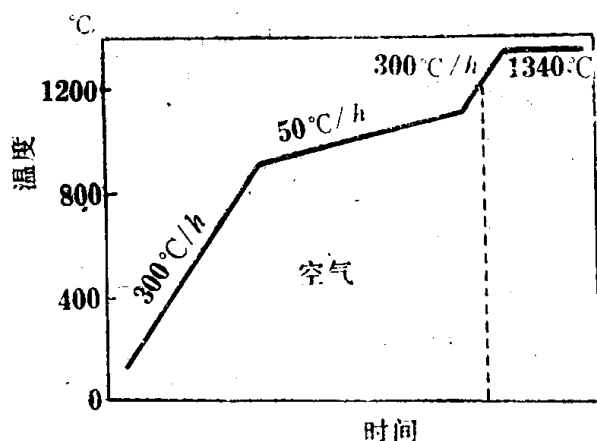


图5-6 功率铁氧体的烧结曲线

高烧结密度。所以，如何确定升温速度，是一个十分重要的问题。升温速度快，不仅使晶粒尺寸不均匀，而且，在晶粒内部会出现气孔。与此相反，升温速度慢，晶粒大小就均匀，而且在晶粒内一般不会出现气孔。为了使烧结密度高，必须放慢升温速度。

图5-6表示功率铁氧体的烧结曲线。

微量杂质对铁氧体的磁特性有很大影

响。这是因为材料的特性不仅由晶粒的特性所决定，而且与晶界状态有很大关系。通常，磁导率高的材料，晶界处的杂质少，晶界薄。而对于高饱和磁感应强度材料，为了阻止涡流，要求晶界有一定厚度。

综上所述，为了得到高性能的功率铁氧体，在正确确定材料成分的同时，还要考虑原料中的杂质、添加剂，并确定烧结条件，以便精确控制微观结构，对于功率铁氧体材料的微观结构的要求是：

- 1) 晶粒内无杂质，无缺陷，有高的磁导率；
- 2) 晶粒的尺寸比较小，而且均匀一致；
- 3) 晶界处聚集高电阻的杂质，晶界较薄；
- 4) 气孔小，而且仅存在于晶界处。

各种磁芯材料的典型磁性如表5.1所示。

表5.1 各种磁芯材料的典型磁芯

		μ_i		$B_s(\text{mT})$	$T_c(^{\circ}\text{C})$	固有电阻率 ρ
		1kHz	100kHz			
金 性 属 材 磁 料	硅钢片	3800	600	2000	740	5×10^{-5}
	$\text{Ni}_{78}\text{Fe}_{22}$	8000	4000	1070	950	5×10^{-5}
	铝硅铁	10000	700	1000	400	8×10^{-5}
铁 氧 体	高 B_s 材料	2300	2300	510	215	6.5×10^2
	高 μ 材料	10000	9500	400	120	1.5×10
	低损耗材料	1300	1300	465	200	4.5×10^3

二、开关电源用磁芯材料

电源变压器是电子设备不可缺少的元件，随着电子技术的不断发展，需要性能更高的电源变压器，对这类器件的具体要求是：体积小，重量轻；输出功率大，损耗小；噪声低；性能稳定，安全可靠。根据这些要求，尤其是为了适应小型化及节约能量的迫切要求。以开关方式工作的直流稳压电源，得到迅速地发展和普及。磁性器件在开关电源中起着重要的作用。用于开关电源的磁性器件包括：变换电源功率的主要变压器，输入滤波器用的扼流圈，降低输出波纹因数用的平滑扼流圈以及其他磁性器件。其中，用作主变压器及平滑扼流圈的铁氧体磁芯必须是功率铁氧体。对于这种材料的主要要求是：居里温度高（一般高于 180°C ）；在高温（ 100°C ）下仍有高的饱和磁感应强度 B_s 。

为了提高磁芯的效率，必须使磁感应强度的变化值（ $\Delta B=B_s-B_r$ ）大，即饱和磁感应强度 B_s 大，剩余磁感应强度 B_r 小。为了降低 B_r ，可以在磁路中引入气隙，甚至可以用电阻率高的永久磁铁片插入到气隙中，沿着与工作磁通相反的方向将磁路预磁化，以便充分发挥磁芯的储能作用。

为了使开关电源小型化，首先要求磁性器件小型化。而磁性器件的体积与工作频率

成反比，即

$$U = kfBAN$$

式中， U 为初级电压； N 为次级匝数； f 为工作频率； B 为磁感应强度； k 为常数（在正弦波条件下， k 为4.44）； A 为磁芯截面积。

由上式可见，提高 f ，可以降低 A 和 N ，从而使器件的体积缩小。

目前，开关电源正向高频和低损耗方向发展。要使电源小型化，会出现下列问题：

- 1) 磁芯损耗增加；
- 2) 导线的趋肤效应增大；
- 3) 由于漏磁通所产生的邻近效应增大；
- 4) 由于开关过程产生的噪声增大。

尤其是由于磁芯损耗和绕组损耗引起的温升，使变压器的工作温度进一步升高，引起磁芯材料的磁性降低。因此，必须降低损耗，改善散热条件。磁性材料高频应用的重要条件是损耗小。损耗 W 可以表示为

$$W = af + bf^2 + c$$

即，磁滞损耗与频率成正比；涡流损耗与频率平方成正比；降低磁滞损耗的方法是降低矫顽力 H_c ；而涡流损耗 W_e 又可表示为

$$W_e \propto f^2 \frac{t^2}{\rho}$$

所以，减薄磁性材料的厚度 t ，可以降低 W_e 。有些非晶磁性合金（如Co系非晶材料）的 H_c 很低，电阻率 ρ 又比一般的金属高，又可以辗压成很薄的带，宜于作开关电源用的扼流圈磁芯。

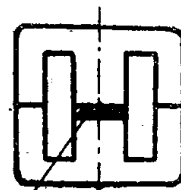
目前，正在研制在高频域损耗小的新型铁氧体材料。主要采用下列方法降低涡流损耗。

- 1) 因为涡流损耗与晶粒尺寸的平均直径的平方成正比，所以，首先要缩小晶粒的平均尺寸。
- 2) 适当选择添加剂，增大晶粒间界的电阻率。

对于一个电感量为一定的平滑扼流圈，为了提高直流电流的允许值，缩小器件的体积，亦可以采用预磁化的铁氧体磁芯。如前所述，预磁化是将一块永磁片插入磁路的气隙而得到的。永磁片的电阻率要高，以免产生涡流损耗。

图5-7表示因对磁芯进行了预磁化，使 ΔB 加倍，在绕组中允许通过的直流电流可以成倍增大。

目前，开关电源正在向高频和低损耗方向发展，由于磁性材料的不断改进，除了主变压器仍用铁氧体材料以外，其他的磁芯，正在用非晶磁性合金代替。表5.2表示开关电源用磁芯应具有的特性。表5.3表示不同种类的磁性材料的特性。



永磁体

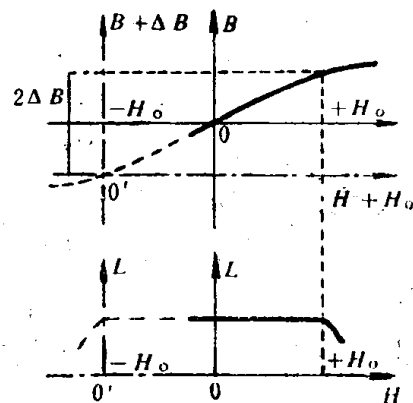


图5-7 磁感应强度和电感量随偏置磁场的变化规律
0点为未曾预磁化时的工作原点；
0'点为经过预磁化后的工作原点。

表5.2 开关电源用磁芯应具有的特性

	主变压器磁芯	可饱和磁芯	峰值扼流圈磁芯	平滑扼流圈磁芯
矩形度		好	好	
饱和磁感应强度	高			高
低损耗	低	低	低	低
传统材料	铁粉芯	80Ni-Fe合金	铁氧体	Mn-Zn铁氧体 坡莫合金
新材料	1. Fe-Si压粉芯 2. Fe系非晶材料	Co系非晶矩形 磁滞回线材料	Co系非晶矩形 磁滞回线材料	Fe系非晶 (高B, 低μ) 材料

表5.3 不同种类磁性材料的特性

	非晶磁性材料	铁氧体材料	Ni-Fe合金	硅钢片
高频损耗	低	低	一般	高
磁导率	高	高	高	低
矩形性	好	差	好	差
饱和磁感应强度	高	低	较高	高
温度特性	一般	差	好	好
可加工性	一般	好	好	好
价 格	一般	低	高	低

§ 5.3 磁芯的磁化曲线

对于大多数用铁氧体作磁芯的变压器来说，由于工作频率高，电压的稳定度并非主要问题，而磁芯的饱和现象是必须考虑的一个因素。显然，磁芯的工作磁感应强度必须小于它的饱和磁感应强度，这样才能使磁芯损耗小于规定的值。为了缩小磁芯体积，减少绕组的匝数，在不出现饱和的前提下，应该选用尽可能高的磁感应强度。下面，介绍如何来选取最大磁感应强度。根据感应方程式

$$\overline{E}\Delta t = NA\Delta B, \quad (5-6)$$

式中， \overline{E} 为在 Δt 时间内感应电动势的平均值； ΔB 为有效磁感应强度的相应变化。

如果激励电流的波形是对称方波，每半个波形的持续时间为 t_d ，则重复频率为 $\frac{1}{2t_d}$ ，

此时的 B_s 为

$$B_s = \frac{Et_d}{2A_s N} = \frac{U}{4A_s N f} \quad (5-7)$$

式中, \hat{B}_s 为单向磁感应强度;

E 为感应电动势的脉冲幅度(约等于外加电压 U)。

对于有效幅度为 U 的一个正弦波,有

$$\hat{B}_s = \frac{\sqrt{2} U}{\omega A_s N} \quad (5-8)$$

这里,有两个因素要限制最大磁感应强度,它们是磁化电流的大小和功率散逸的难易。这两个因素是彼此独立的。在磁化过程中,磁化电流与磁感应强度的关系如图5-8(a)

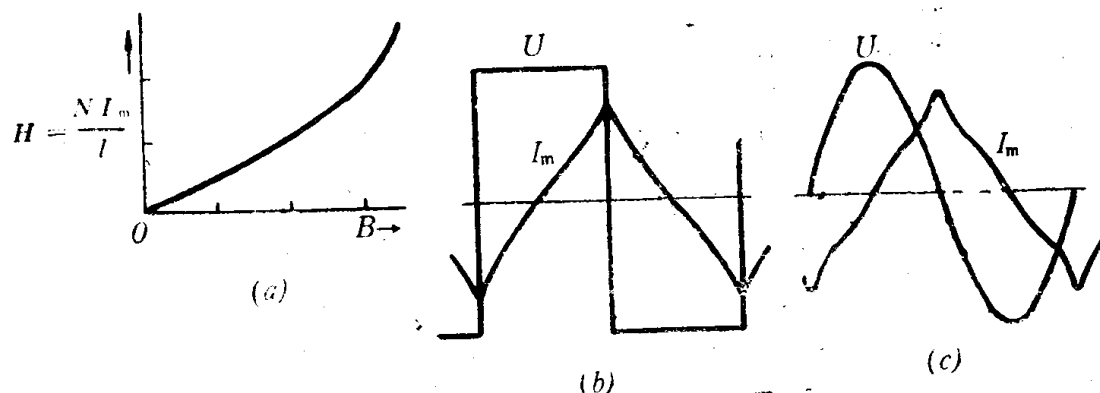


图5-8 磁化电流的变化规律

- (a) 典型的 $B \sim H$ 曲线
- (b) 外加矩形电压脉冲对磁化电流的影响
- (c) 正弦电压脉冲对磁化电流的影响

所示。当磁感应强度达到饱和时,磁化电流迅速增大,其规律是:对于矩形电压脉冲,如图5-8(b)所示;对于正弦电压波形,如图5-8(c)所示。显然,一方面必须通过电路设计来限制电流的上升。同时,在设计变压器时,磁芯的最大磁感应强度必须低于最低的技术饱和磁感应强度。在一般情况下至少低5%。例如,一个工作在 100°C 的典型功率铁氧体的最高磁感应强度约为 320mT 。实际上,在正常工作条件下,所规定的铁氧体磁芯的峰值磁感应强度比 320mT 低得多。这是因为各种过载电压和过渡过程都会使磁感应强度出现瞬时增大,有可能使其幅度大大超过正常工作值。设计者必须确保当遇到最恶劣

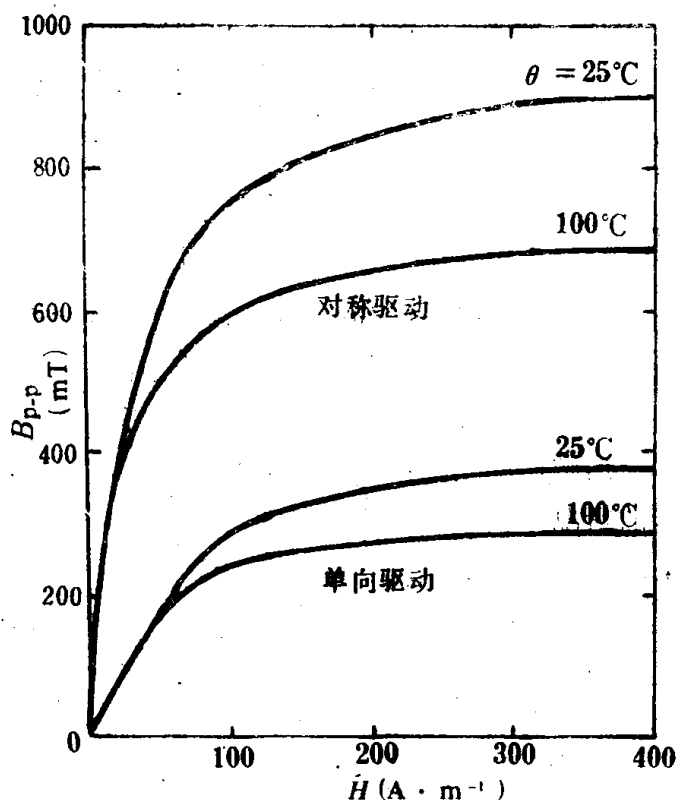


图5-9 典型的Mn-Zn铁氧体的磁化曲线

的过渡过程时，在磁芯的任何部分都不会达到它的饱和值。

在选择磁芯的最高磁感应强度时，常常要用到磁化曲线。它是一系列振幅不同的磁滞回线的顶部的连接线。图5-9表示Mn-Zn铁氧体的磁化曲线。上面两条曲线是在对称驱动时的磁化曲线，下面两条是在单向脉冲作用下，磁芯是从剩磁状态开始磁化所得到的磁化曲线。

这里应用的是 B_{p-p} 值，故前述的磁感应强度表达式应作修正，对于对称正弦波，有

$$B_{p-p} = \frac{\sqrt{2} U}{\pi f A N} \quad (5-9)$$

或

$$N = \frac{\sqrt{2} U}{\pi f A B_{p-p}}$$

对于对称矩形波或单向矩形波，有

$$B_{p-p} = \frac{U t_d}{A N} \quad (5-10)$$

或

$$N = \frac{U t_d}{A B_{p-p}}$$

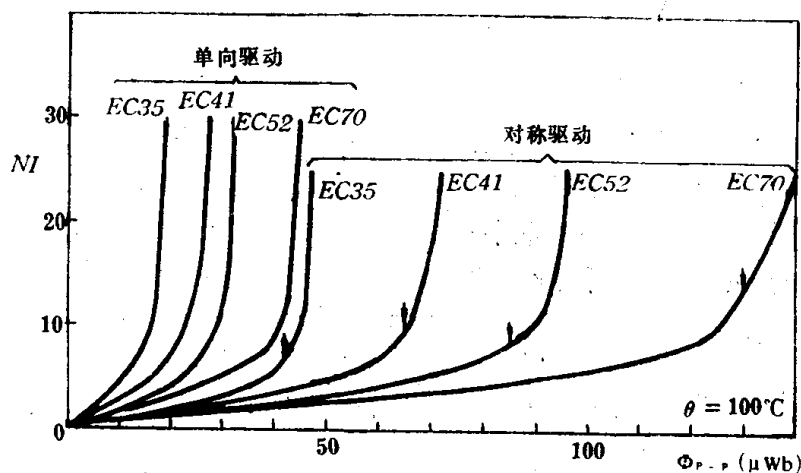


图5-10 EC型变压器磁芯在对称磁化和单向磁化下的磁化曲线
(图中用箭头表示推荐的最大工作磁通)

单向脉冲磁化时的磁感应强度约为对称磁化时的40%。为了提高单向驱动时的磁感应幅值，一方面可以降低材料的剩磁感应强度或者在磁路中引入气隙，使磁滞回线倾斜。但是，这样做要增大磁化电流、降低电感量。

用磁通和安匝数分别代替 B_{p-p} 和 H ，作出图5-10所示的磁化曲线。这更接近实际应用的情况，其中一组曲线是在对称磁化时得到的，另一组是在单向磁化时得到的。这里，横坐标上的磁通用峰-峰值表示的。采用图5-10的所表示方法以后，式(5-9)和(5-10)应改写成

$$\Phi_{p-p} = \frac{\sqrt{2} U}{\pi f N} \quad (\text{对于正弦波}) \quad (5-11)$$

$$\Phi_{p-p} = \frac{U t_d}{N} \quad (\text{对于对称或单向方波}) \quad (5-12)$$

在确定了磁芯的磁感应强度以后可以计算器件的损耗功率 P_i 。它包括磁芯的损耗

功率 P_m 和绕组的损耗功率 P_w ，而 P_m 可根据式(5-43)计算。所以

$$P_t = P_m + P_w = P_m + \frac{P_0^2 m k_1}{f^2 B_m^2}$$

一般，变压器的效率较高时，输入功率与输出功率接近，即 $P_t \approx P_0$ ，所以

$$P_t \approx P_m + \frac{P_0^2 m k_1}{f^2 B_m^2}$$

因为磁芯已经选定，而且工作条件亦确定，所以可以根据 f, B_m, P_0 以及磁芯的尺寸，通过上式确定 P_t 值。令 W_m 表示单位体积的磁芯每磁化一周的能量损耗，若 V_m 表示磁芯的有效体积，则

$$P_t = W_m V_m f + \frac{P_0^2 m k_1}{f^2 B_m^2}$$

由此得到给定磁芯的输出功率随频率的表达式为

$$P_0^2 = (P_t - W_m V_m f) \frac{f^2 B_m^2}{m k_1} \quad (5-13)$$

§ 5.4 磁芯的损耗及绕组的损耗

在正常工作条件下，一个铁氧体磁芯的损耗功率约为几瓦特。这种磁芯的损耗主要是磁滞损耗，其它包括剩余损耗和涡流损耗。磁滞损耗和剩余损耗与磁芯的形状无关，通常把它们统称为磁滞损耗。而涡流损耗与磁芯截面的尺寸有关，所以，如果发现损耗的大小与磁芯尺寸无关，这说明并不包括涡流损耗。

图5-11表示磁滞损耗密度 P_h 随磁感应强度的峰-峰值的变化规律。“×”表示用对称正弦波测量的结果，“○”表示用单向脉冲波测量的结果。图中曲线的斜率为斯坦梅兹指数，约为2.5。

用作功率变压器的Mn-Zn铁氧体在对称驱动条件下，从剩磁点开始磁化时的磁滞损耗 P_h 的经验公式为

$$P_h = k_h f^{1.3} B_{p-p}^{2.5} \quad (5-14)$$

式中， k_h 为常数(0.748×10^{-6})； B_{p-p} 以mT为单位； f 为频率，单位为kHz。

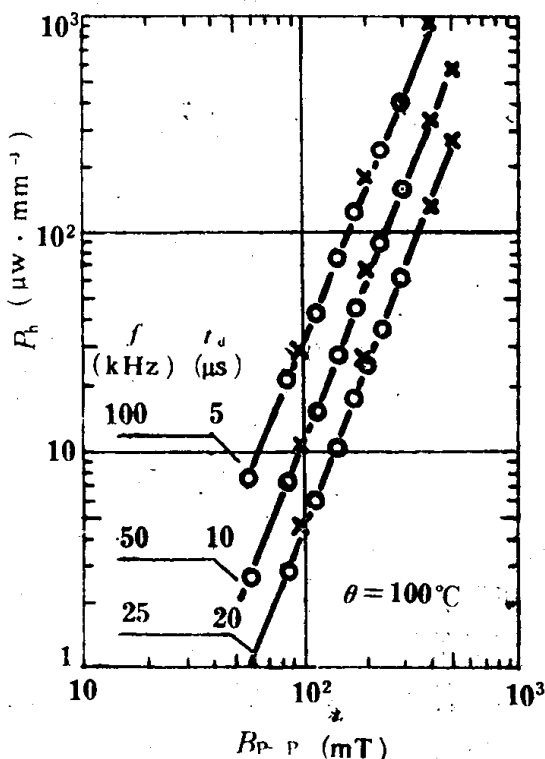


图5-11 磁滞损耗密度 P_h 随 B_{p-p} 的变化规律
(“×”表示用对称正弦变化磁感应强度驱动，
“○”表示用1:1单向矩形波驱动)

图5-12表示Mn-Zn铁氧体的磁滞损耗密度随温度的变化规律。应设法适当调整成

分,使铁氧体磁滞损耗的最低点与磁芯的工作温度相适应。

这两个图都是表示截面为均匀的磁芯的磁滞损耗。如果磁芯的形状复杂,可以把它分割成几个小部分,把每个部分的截面看作均匀的,然后计算每个小体积 V 内的 B 值,再从图中找出 P_h 值,而总的磁滞损耗应为 $\Sigma P_h V$ 。

磁芯的总损耗必须包括涡流损耗。一个直径为 D 的圆柱体磁芯,其涡流损耗密度 P_F 为:

$$P_F = \frac{(\pi \hat{B} f D)^2}{16\rho} \quad (5-15)$$

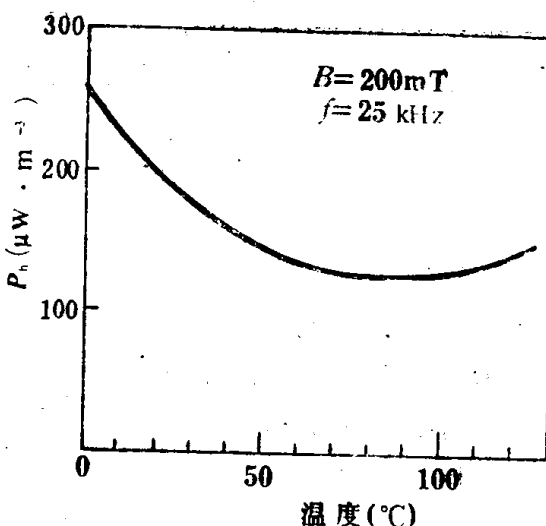


图5-12 磁滞损耗密度 P_h 随温度的变化规律

式中, ρ 为铁氧体磁芯的电阻率。

对于截面 A 为矩形的磁芯,先将它等效成面积相同的圆形截面 D 的磁芯,即 $A = \frac{\pi D^2}{4}$,代入式(5-15)后得到矩形截面磁芯的涡流损耗密度为

$$P_F = \frac{\pi \hat{B}^2 f^2 A}{4\rho}$$

如果用有效磁感应强度 B_e 代替 B ,用有效截面积 A_e 代替 A ,可以得到截面为不均匀的磁芯的涡流损耗密度

$$P_F \approx \frac{\pi \hat{B}_e^2 f^2 A_e}{4\rho} \quad (5-16)$$

用 $\frac{1}{2} B_p$ 代替式(5-16)中的 B_e ,可以得到与测试磁滞损耗相一致的情况。由于在生产过程中,对于 ρ 值的控制一般不可能很精确,所以,如何根据工作温度,正确估计 ρ 值,是能否精确计算 P_F 的关键。

磁滞损耗随工作频率的升高而增大,这是因为斯坦梅兹指数 n 随频率上升而增大。例如:当 $f=10\text{kHz}$ 时, $n=1.1$;当 $f=200\text{kHz}$ 时, $n=1.65$ 。从对剩余损耗的分析知道, $\frac{\text{tg} \delta_r}{\mu}$ 随频率上升而增大,这是因为材料的磁导率随频率上升而降低的缘故。

当工作频率提高时,应该对磁芯体积、线圈匝数以及传输功率作一个折衷的选择,以使变压器有最佳特性。

绕组的损耗

对于低频变压器来说,可以根据要求的匝数,铜线的面积以及每匝平均长度,正确计算绕组的直流电阻。工作频率较高时,铜线中涡流增大,绕组的交流电阻比它的直流电阻大得多。可以证明,由于邻近效应,在直径为 d ,长度为 l 的导体中产生的损耗功率 P_p 为

$$P_p = \frac{\pi \omega^2 \hat{B}^2 l d^4}{128\rho_c} \quad (5-17)$$

式中, \hat{B} 为导体中的磁感应强度的峰值, ρ_c 为铜导体的电阻率。

对于每匝平均长度为 l_w , 匝数为 N 的绕组, 总长度为 $l = Nl_w$ 的导体, 可以根据绕组的直流电阻 R_{dc} , 乘一个电阻增量因子 F_R , 求出它的交流电阻 R_{ac} 。

$$R_{ac} = F_R R_{dc}$$

电阻增量因子 F_R 决定于绕组的几何形状及尺寸, 并且与电磁波在导线中的渗透深度 Δ 有关。设计绕组时的首要任务是根据工作条件, 确定 F_R 值。由于绕组中杂散磁场的分布不均匀, 所以, 原则上应该计算绕组中各层的 F_R 值。对于绕组中的每一层需要列出下列参数:

每层匝数	N_L
导体的有效高度	h
每层的铜线占空因子	F_s
电磁波的渗透深度	Δ

图5-13表示绕组中某一层的横截面图。如果导体为圆形, 直径为 d , 则 $h = b = 0.866d$, 每层铜线的占空因子 F_s 为

$$F_s = \frac{N_L b}{b_w} \quad (5-18)$$

如果导体为密堆积, 则 $F_s \approx 1$ 。渗透深度 Δ 为

$$\Delta = k f^{-\frac{1}{2}} \quad (5-19)$$

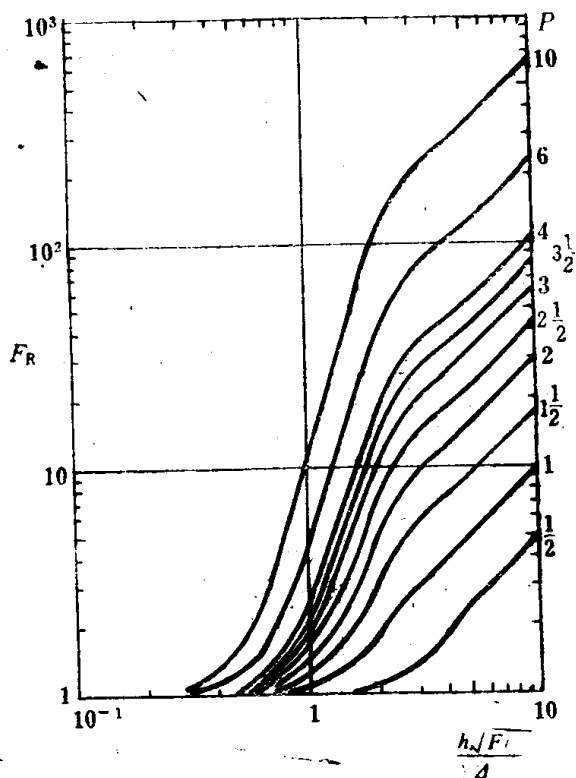


图5-14 绕组中各层 (P) 的 F_R 随 $\frac{h\sqrt{F_s}}{\Delta}$ 的变化规律

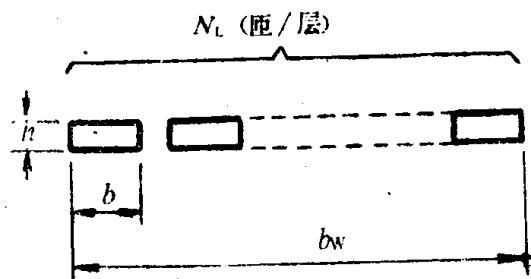


图5-13 绕组中某一层的横截面图

式中, f 以赫为单位, 铜导线在 20°C 或 100°C 时 k 值分别为 65.5 或 75。

先计算参数 $\frac{h\sqrt{F_s}}{\Delta}$, 然后根据图5-14

的曲线, 找出绕组中各个层的 F_R 值。

绕组的损耗包括直流电阻引起的损耗 P_d 和邻近效应引起的损耗 P_p , 即

$$P_w = P_d + P_p$$

绕组的直流电阻

$$R_d = \frac{4\rho_c N l_w}{\pi s d^2}$$

s 为多股导线的股数, 如果用单根导线, 则 $s = 1$,

所以

$$P_w = \frac{\hat{I}^2}{2} \cdot \frac{4\rho_c N l_w}{\pi s d^2} + \frac{\pi \omega^2 \hat{B}^2 l_w S N d^4}{128 \rho_c} \quad (5-20)$$

对 d 微分, 求得绕组损耗为最小时的导线最佳直径 d_0 为

$$d_0 = \frac{128 \hat{I}^2 \rho_c}{\pi^2 \omega^2 s^2 \hat{B}^2} \quad (5-21)$$

将 d_0 表达式代入到式 (5-20), 则

$$P_d = 2l_w N \left(\frac{\omega^2 \hat{B}^2 \rho_c \hat{I}^4}{128 \pi s} \right)^{\frac{1}{3}}$$

$$P_p = l_w N \left(\frac{\omega^2 \hat{B}^2 \rho_c \hat{I}^4}{128 \pi s} \right)^{\frac{1}{3}}$$

所以, 在导线满足最佳直径时, 绕组中的直流损耗 P_d 和邻近损耗 P_p 应满足下列关系

$$P_p = \frac{1}{2} P_d$$

或

$$R_{ac} = 1.5 R_{dc} \quad (5-22)$$

如果导线的直径能够满足绕组损耗为最小, 则绕组的总损耗 P_w 为

$$P_w = 1.5 P_{dc} = 6 l_w N \left(\frac{\omega^2 \hat{B}^2 \rho_c}{128 \pi s \hat{I}^2} \right)^{\frac{1}{3}} I^2 \quad (5-23)$$

中式, \hat{B} 为绕组内的磁感应强度峰值的平均值, 与绕组的安匝数有关, 即

$$\hat{B} = \frac{\mu_0 N \hat{I}}{l}$$

式中, l 为磁场所通过的路径的有效长度, 对于一个未开槽的磁芯, l 近似等于绕组的宽度 b_w 。

所以

$$\frac{\hat{B}}{\hat{I}} \propto \frac{N}{b_w} \quad (5-24)$$

由此得

$$P_w \propto \frac{I^2 l_w N^{\frac{5}{3}} f^{\frac{2}{3}}}{s^{\frac{1}{3}} b_w^{\frac{2}{3}}}$$

令 A_c 为绕组的冷却表面积, 并且与磁芯保持热的绝缘。则

$$\frac{P_w}{A_c} \propto \frac{I^2 l_w N^{\frac{5}{3}} f^{\frac{2}{3}}}{A_c s^{\frac{1}{3}} b_w^{\frac{2}{3}}} \quad (5-25)$$

式 (5-25) 表示, 绕组的损耗功率可以通过它的表面积 A_c 散热, 而且, 在一定的温升条件下, 即使工作频率升高, 绕组的损耗亦不会有明显的增加。

§ 5.5 磁芯的温升及散热

由于功率变压器传输较大的功率, 所以, 磁芯损耗及发热是必须考虑的关键问题。本节着重讨论磁芯的温升及散热问题。

一、磁芯的损耗

已知Mn-Zn铁氧体磁芯的磁滞损耗密度 P_h 为

$$P_h = k_h f^{1.3} B_{p-p}^{2.5}$$

为讨论方便, 用峰值磁感应强度 \hat{B} 代替 B_{p-p} , 并将 P_h 改写成一般表达式

$$P_h = k_h \hat{B}^n f^m \quad (5-26)$$

工作频率从10~100kHz时, 上述材料的斯坦梅兹指数 $n=2.5$, 频率指数 m 的平均值为1.3, 磁滞损耗系数 $k_h=4.232 \times 10^{-6}$ 。

铁氧体磁芯的涡流损耗 P_F 为

$$P_F = \frac{k_F f^2 \hat{B}^2 A^2}{\rho} \quad (5-27)$$

式中, k_F 为涡流损耗系数; A 为磁芯最小截面积。

对于一个中等尺寸的Mn-Zn铁氧体, 工作频率为50kHz, 工作温度为100°C, P_F 只占 P_h 的很小部分。它们的比值为

$$\frac{P_F}{P_h} \propto \hat{B}^{2-n} f^{2-m} A^2$$

将 $n=2.5$, $m=1.3$ 代入上式, 得

$$\frac{P_F}{P_h} \propto \frac{f^{0.7} A^2}{\sqrt{B}} \quad (5-28)$$

实验结果证明, 该式在200kHz的范围内都与 $f^{0.7}$ 成正比。而 B 值将随频率的提高而下降。若 ρ_c/A_c =常数, (A_c 为磁芯冷却表面) 则磁芯的温升保持常数。如果 $P_F \ll P_h$, 并用有效磁感应强度 B_e 代替 B , 用有效体积 V_e 代替 V , 则

$$\frac{P_c}{A_c} = \frac{P_h V_e}{A_c} = \frac{k_h f^{1.3} \hat{B}_e^{2.5} V_e}{A_c} = \text{常数} \quad (\text{温升一定}) \quad (5-29)$$

所以 $\hat{B}_e \propto f^{-0.52} \left(\frac{A_c}{V_e} \right)^{0.4}$

用 B_e 代替式(5-28)中的 B , 得近似式为

$$\frac{P_F}{P_h} \propto f A^2 \left(\frac{V_e}{A_c} \right)^{0.2} \quad (5-30)$$

由式(5-30)可见, 如果磁芯的形状不变, 则 $\frac{P_F}{P_h} \propto f L^{2.2}$ 。式中, L 为磁芯的线性尺寸。

因为 $\frac{P_F}{P_h} \propto \frac{1}{\rho}$, 所以, 对于一个尺寸固定的磁芯, 为了使涡流损耗与磁滞损耗的比值保持恒定, 磁芯的电阻率必须随频率按比例增加。从理论上讲, 这可以通过成分配方及加工过程来提高磁芯的电阻率。这样, 在进一步分析中, 可以不考虑涡流的影响, 磁芯的总损耗可表示为

$$P_h V_c = k_h f^m \widehat{B}_c^n V_c$$

再次假定磁芯的温升保持常数，即 $\frac{P_h V_c}{A_c} = \text{常数}$ 。

所以

$$\frac{k_h f^m \widehat{B}_c^n V_c}{A_c} = k_h f^m \widehat{B}_c^n L = \text{常数} \quad (5-31)$$

式中， L 为磁芯的线性尺寸。

已知
$$\widehat{B}_c = \frac{\sqrt{2} U}{\omega A_c N}$$

所以
$$\widehat{B}_c \propto \frac{U}{N A_c f} \propto \frac{U}{N L^2 f}$$

即
$$k_h f^m \left(\frac{U}{N f} \right)^n L^{1-2n} = \text{常数} \quad (5-32)$$

或
$$N^n L^{2n-1} \propto k_h U^n f^{m-n}$$

所以
$$N L^{2 - \frac{1}{n}} \propto k_h^{\frac{1}{n}} U f^{(\frac{m}{n}) - 1} \quad (5-33)$$

如前所述，根据实验结果，在频率从10~100kHz范围内， $m=1.3$ ， $n=2.5$ ，现在，将此结果代入式(5-33)后，得

$$N L^{1.6} \propto \frac{k_h^{0.4} U}{f^{0.48}} \propto \frac{k_h^{0.4} U}{\sqrt{f}} \quad (5-34)$$

由此可见，降低磁滞系数，减少绕组匝数，缩小磁芯尺寸等对降低磁芯损耗都有很大好处。现在，可以将材料的 k_h 看作常数。将式(5-34)平方后，得

$$N^2 L^{3.2} \approx N^2 V_c \propto \frac{\dot{U}^2}{f} \quad (5-35)$$

式(5-35)表示，如果磁芯的温升保持不变，则绕组的匝数，磁芯的体积，传输功率($P_0 \propto U^2$)以及工作频率这四个参数之间存在一定的比例关系。将此关系式代入到式(5-32)，可以确定磁感应强度的相应变化。

在温升为常数的条件下，将频率提高一倍，可以产生下列相对变化：

功率	磁芯体积	匝数	磁感应强度
不变	不变	$N/\sqrt{2}$	$B/\sqrt{2}$
不变	$V_c/2$	不变	$B/\sqrt[3]{2}$
$2P_0$	不变	不变	$B/\sqrt{2}$

上述分析说明, 对于一个具有典型磁滞损耗特性和电阻率的铁氧体磁芯来说, 在全频段范围内可以忽略涡流损耗, 由这种磁芯构成的变压器的工作频率提高时, 可以对磁芯体积, 绕组匝数以及传输功率之间进行折衷处理, 使能得到较好的特性。磁滞系数愈低, 效果就愈好。

二、磁芯散热

作功率变压器磁芯的温升及散热是设计中的一个关键问题。现在, 针对对流及辐射这两种常用的散热方式, 确定磁芯的功耗与尺寸的关系。在自然对流条件下, 从较小的磁芯的横向线性尺寸, 增加到约为200mm时, 都可以根据下列经验公式, 估计热传导的功率 P_c 。

$$P_c = \frac{7.5\theta^{1.25}}{d^{0.25}} \quad (5-36)$$

式中, θ 为变压器的表面与其周围空气之间的温度差(单位为 $^{\circ}\text{C}$), d 为将磁体的形状用球体等效时, 球体的直径(单位为mm)。

通过热辐射的功率 P_r 为

$$P_r = 5.67 \times 10^{-8} E (T_s^4 - T_0^4) \quad (5-37)$$

式中, E 为表面辐射率, 对于铁氧体来说, 为0.95; T_s 为表面绝对温度, 单位为K。 T_0 为周围物体的绝对温度, 单位为K。

当表面温度 T_s 不比周围物体的温度高很多时, P_r 可以写成

$$P_r \approx 5.67 \times 10^{-8} \times 4ET_s^3 (T_s - T_0)$$

如果周围物体的温度与空气的温度相同, 则

$$P_r \approx 5.67 \cdot 10^{-8} \times 4ET_s^3 \theta \quad (5-38)$$

变压器的总损耗 P_t 是磁芯损耗 P_c 与绕组损耗 P_w 之和。令变压器的总表面积为 A_c , 并假设在此表面上的温度是均匀分布的, 则

$$P_t \approx A_c \left(\frac{7.5\theta^{1.25}}{d^{0.25}} + 5.67 \times 10^{-8} \times 4ET_s^3 \theta \right)$$

设变压器的形状保持不变, 但它的尺寸可以用线性尺寸 L 表示, 则 $A_c \propto L^2$, 并设 T_s 的变化不大, 则 P_t 可以近似表示为

$$P_t \propto \theta^{1.25} L^{1.75} + k\theta L^2$$

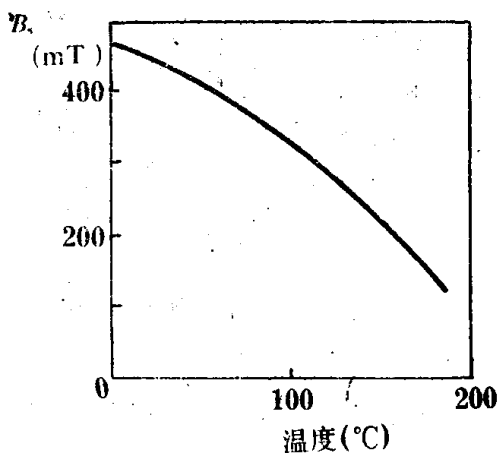
为了方便, 可以写成近似式

$$P_t = \theta L^2 \quad (5-39)$$

一个变压器的输出功率 P_0 主要受到磁芯损耗的限制, 而损耗正比于乘积 $(P_t L)$ 。与式(5-39)联立后得

$$P_0 \propto \theta L^3 \quad (5-40)$$

由此可见, 当输出功率一定时, 为了使变压器的尺寸最小; 或者, 当磁芯尺寸一定时, 为了得到最大的输出功率, 要求在材料特性许可



5-15 Mn-Zn铁氧体磁芯的 B_r 随温度的变化

的前提下,磁芯的工作温度应升高到允许的最高值。实际上,由于铁氧体的饱和磁感应强度随着温度的升高而降低,所以,常常不能满足这一要求。图5-15表示Mn-Zn铁氧体磁芯的饱和磁感应强度随温度的变化规则。大部分铁氧体磁芯的最高工作温度约为 100°C 。

在实际工作中,磁芯各点的温度是不相同的,对磁性影响最大的是处于温度最高的点,称此为“热点”,而这些点是处于被绕组包围的磁芯柱的中心点上。由于铁氧体的热导率比较高(在 20°C 时为 $4\text{mW}\cdot\text{mm}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$),中心点的热量就能较快地传递到表面,所以,铁氧体磁芯的热点温度比表面温度高得并不多。

§ 5.6 磁芯的选择

作为功率变压器的磁芯,应具有下列各种特性:

1. 饱和磁感应强度 B_s 高;
2. 外加磁场强度小;
3. 绕组的电阻小;
4. 漏电感量小;
5. 散热效果好;
6. 绕组与磁芯之间,以及绕组之间具有足够的绝缘空间;
7. 绕组的装配以及引出线端头的固定必须简单、可靠;
8. 体积小、成本低。

功率变压器用磁芯主要是E形磁芯和U形磁芯。E形磁芯中心柱的截面呈矩形,能通过较多的磁通。但同时却减少了绝缘空间,影响了绝缘性能。此外,矩形截面的绕组必然使导线弯曲,使每匝线圈的平均长度增加,所以,当绕组的匝数相同时,矩形截面绕组的电阻高于圆形截面绕组的电阻。但是中心柱为矩形截面的E形磁芯的结构简单,便于压制成形,且磁性均匀性好,成本低。

U形磁芯的特点与E形磁芯的相同。若要得到同样大小的 B 值,U形磁芯所要求的驱动场要更大些。

必须根据变压器的工作条件来选择磁芯。如果工作频率比较低,为了保持一定的磁感应强度值,必须增加绕组的匝数,这就引起绕组的电阻增大,输出电压降低。为此定义开路输出电压与有载输出电压之间的差值为输出电压的稳定性,用开路电压的百分比表示。根据图5-1知,由于绕组的电阻所引起的电压稳定性为

$$\text{电压稳定性} \approx \frac{I_1(R_1 + R_2')}{U_1} = \frac{I_1^2(R_1 + R_2')}{\text{输入功率}}$$

设 P_w 为绕组的损耗功率,它等于 $I_1^2(R_1 + R_2')$, P_i 为输入功率, P_o 为输出功率,

并用 $\left(\frac{x}{100}\right)$ 表示电压的稳定性,则

$$\frac{x}{100} = \frac{P_w}{P_i}$$

所以
$$P_i = P_w \frac{100}{x}$$

而且
$$P_0 = P_i - P_w = P_w \left(\frac{100}{x} - 1 \right) \quad (5-41)$$

如果变压器有两个绕组，每个绕组有相同的截面，则根据式 (2-70) 可得

$$R_1 = \frac{2m\rho_c N_1^2 l_w}{A_s F_s}$$

式中， ρ_c 为铜导线在 20°C 时的电阻率；

A_s 为窗口总面积；

F_s 为铜导体的占空因子；

m 为工作温度高于 20°C 时，导体电阻率的增量。 m 值可以从表 5.4 查得。

同时
$$R_1 + R_2' = \frac{4m\rho_c N_1^2 l_w}{A_s F_s} \quad (5-42)$$

所以
$$P_w = \frac{4I_1^2 \rho_c N_1^2 l_w}{A_s F_s} \quad (5-43)$$

根据式 (5-1)，并设 $E = U_1$ ，消去匝数 N ，可得

$$P_w = \frac{8I_1^2 U_1^2 m\rho_c l_w}{A_s^2 A_s F_s \omega^2 \widehat{B}_s^2} = \frac{P_i^2 m k_1}{f^2 \widehat{B}_s^2} \quad (5-44)$$

式中
$$k_1 = \frac{2\rho_c l_w}{\pi^2 A_s^2 A_s F_s}$$

已知
$$P_w = P_i \frac{x}{100}$$

所以
$$P_i = \frac{f^2 \widehat{B}_s^2}{m k_1} \cdot \frac{x}{100}$$

从 x 的定义或式 (5-41)，可得

$$P_i = \frac{P_0}{1 - \frac{x}{100}}$$

所以
$$P_0 = \frac{f^2 \widehat{B}_s^2}{m k_1} \cdot \frac{x}{100} \left(1 - \frac{x}{100} \right)$$

即
$$P_0 = \frac{f^2 \widehat{B}_s^2}{m k_1} \cdot \frac{(x - 0.01x^2)}{100} \quad (5-45)$$

所以
$$k_1 = \frac{f^2 \widehat{B}_s^2}{m P_0} \cdot \frac{(x - 0.01x^2)}{100} \quad (5-46)$$

如果电压波动为 $x=10\%$ ，则

$$k_1 = 0.09 \frac{f^2 \widehat{B}_s^2}{m P_0}$$

若给定磁芯材料，则可根据材料的饱和磁感应强度确定 \widehat{B}_s^2 ；若同时给定了磁芯的工作条件，即工作频率 f ，要求的输出功率 P_0 以及输出电压的稳定性，就可以根据式(5-46)，确定 k_1 的理论值。然后，根据式(5-44)和 k_1 的理论值，找到尺寸符合要求的磁芯。根据材料的磁性以及相应的 k_1 值，可以容易地选择磁芯。表5.4表示典型磁芯的特性及其相应参数。在计算 k_1 值时，假定铜线的占空因子 $F_s=0.30$ 。

以上是在工作频率比较低，绕组的电压降比较大时选择磁芯的方法。随着工作频率的提高，磁芯损耗增加。此时，必须根据允许的磁芯损耗来选择磁芯。若输出功率 P_0 ，铜导线的占空因子 F_s 以及磁芯的损耗参数都为数已知，则可以计算出与磁芯损耗有关的系数 k_2 ，再根据 k_2 选择磁芯。下面，介绍以磁芯损耗为依据的选择磁芯的方法。

根据式(5-43)，相对于初级的绕组的损耗为

$$P_w = \frac{4I_1^2 m \rho_c N_1^2 l_w}{A_s F_s}$$

式中， N_1 为初级绕组的匝数。

如果磁芯损耗等于绕组损耗，则有

$$P_w = P_m V_s = \frac{P_t}{2}$$

所以

$$\frac{4I_1^2 m \rho_c N_1^2 l_w}{A_s F_s} = \frac{P_t}{2}$$

输出功率基本上等于 $I_1^2 R'_t$ ，并用 P_0/R'_t 代替 I_1^2 ，从而可以写出下面表达式

$$P_0 = \frac{P_t}{8} \cdot \frac{R'_t A_s F_s}{m \rho_c N_1^2 l_w} \quad (5-47)$$

令 R_p 为磁芯的并联损耗电阻，则磁芯的总损耗 $=P_m V_s = \frac{U_1^2}{R_p}$ 。根据式(5-1)，并设外加电压按正弦变化，而且 $U_1 \approx E$ ，则

$$P_m V_s R_p = 2\pi^2 \widehat{B}_s^2 A_s^2 N_1^2 f^2$$

所以

$$R_p = \frac{2\pi^2 \widehat{B}_s^2 f^2}{P_m} \cdot \frac{N_1^2 A_s}{l_s}$$

若磁芯的峰值有效磁感应强度 \widehat{B}_s 、磁芯损耗密度 P_m 以及工作频率都已确定，并令磁芯的尺寸因子 $c_1 = \frac{l_s}{A_s}$ 为 1mm^{-1} ，则每匝线圈的并联损耗电阻 $(R_p)_1$ 为

$$(R_p)_1 = \frac{2\pi^2 \widehat{B}_s^2 f^2}{P_m}$$

在同样的磁芯上若绕上 N_1 匝线圈以后的并联损耗电阻 R_p 应为

$$R_p = (R_p)_1 \frac{N_1^2}{c_1} \quad (5-48)$$

由式可见, 磁芯的功率损耗与 B_m^2 成正比。所以, 如果频率一定, 则

$$\frac{U_1^2}{R_p} \propto B_m^2 \propto U_1$$

作功率变压器磁芯的Mn-Zn铁氧体的 $n=2$ 。根据对这些材料的实际测量表明, R_p 及 $(R_p)_1$ 在达到饱和以前与磁感应强度几乎无关。

现在, 根据式(5-48)我们消去式(5-47)中的 N_1 , 得

$$P_m V_c = \frac{U_1^2}{R_p} = \frac{U_1^2 l_c}{(R_p)_1 N_1^2 A_c}$$

当磁芯损耗与绕组损耗相等时, 有

$$\frac{P_t}{2} = \frac{U_1^2 l_c}{(R_p)_1 N_1^2 A_c}$$

$$\text{所以 } N_1^2 = \frac{2U_1^2 l_c}{P_t (R_p)_1 A_c}$$

将此式代入式(5-47), 得到输出功率 P_0 的表达式

$$P_0 = \frac{P_t^2 R'_b}{16U_1^2} \cdot \frac{F_c (R_p)_1 A_c A_s}{m \rho_c l_c l_w}$$

$$\text{因为 } \frac{U_1^2}{R'_b} = P_0$$

$$\text{所以 } P_0 \sqrt{\frac{m}{F_c (R_p)_1}} = \frac{P_t}{4} \sqrt{\frac{A_c A_s}{\rho_c l_c l_w}}$$

引入一个新的系数 k_2 , 它等于

$$k_2 = P_0 \sqrt{\frac{m}{F_c (R_p)_1}} = \frac{P_t}{4} \sqrt{\frac{A_c A_s}{\rho_c l_c l_w}} \quad (5-49)$$

由式(5-49)可见, k_2 是表示磁芯几何尺寸(A_c , l_c , A_s)的系数。它决定于输出功率 P_0 , 每匝线圈的并联损耗电阻 $(R_p)_1$, 铜线的占空因子 F_c 以及磁芯的工作温度。根据这些参数, 通过式(5-49)确定 k_2 后, 从表5.4选择磁芯, 所选的磁芯的 k_2 值必须等于或大于计算值。

表5.4列出典型磁芯的特性参数, 首先列出了磁芯及绕组的总表面积 A_c , 即冷却表面积。因为这类变压器传输的功率大, 相应的损耗大, 所以就有热耗散、温升和散热等问题。

此 k_3 仅与磁芯的几何形状有关。表中列出的另一栏是 $(\frac{R_d}{L})^{\frac{1}{2}}$ 值，它表示占有绕组空间一半时，绕组的直流电阻与电感量的比值。如果变压器只有两个绕组，则这里所指的绕组实际上就是初级绕组或次级绕组。在计算 $(\frac{R_d}{L})^{\frac{1}{2}}$ 时，假定铜的占空因子 $F_c \approx 0.3$ ，

如前所述,系数 k_1 是与输出电压的波动量 x 有关的系数。根据磁芯的工作频率 f ,有效工作磁感应强度 B_e ,要求的输出功率 P_0 以及电压的波动量 x ,通过式(5-46),可以计算 k_1 的理论值。然后,根据该理论值,从表5.4选择磁芯,要求所选的磁芯 k_1 值必须等于或略小于 k_1 的理论值。

146

表5.4 某些功率变压器磁芯的特性

磁芯 型号	磁 芯 尺 寸					磁 芯 的 参 数					绕 组 尺 寸					特 性 参 数						磁芯 与绕 组总 重		
	A	B	C	D	E	L	A _c	V _c ×10 ³	c ₁ $\frac{l_c}{A_c}$	d _c 冷 却截 面直 径	b _c	h _c	A _c	l _c	A _c × 10 ³	P _c	k ₁	k ₂	k ₃	$(\frac{R_d}{L})^{\frac{1}{2}}$	优 值 ψ		kg	kg
mm					mm	mm ²	mm ³	mm ⁻¹	mm	mm	mm	mm ²	mm	mm ²	mm ²	W	Ω · m ⁻⁴	W · Ω ⁻¹ · m ⁻¹	ΩH ⁻¹	—	—	—		
SSU1	60	70	15	75	90	187	225	42.1	0.832	17	40	30	1220	154	25.8	7.7	29.1	2882	45.3	9.61	495	0.22	0.72	
SLU1	60	90	15	75	90	227	225	51.1	1.01	17	60	30	1800	154	31.4	9.4	19.4	2332	61.4	7.77	474	0.26	1.0	
LLU1	60	110	15	75	90	267	225	60.1	1.19	17	80	30	2400	154	36.9	11.1	14.5	2058	76.8	6.86	477	0.30	1.3	
SSU2	60	70	30	90	90	187	450	84.2	0.416	19	40	30	1200	184	30.6	9.2	8.68	1722	69.8	5.74	334	0.43	1.0	
SSE1	120	70	15	75	—	187	450	84.2	0.416	19	40	30	1200	184	34.5	10.3	8.68	1722	78.3	5.74	469	0.43	1.0	
SLU2	60	90	30	60	90	227	450	102.2	0.505	19	60	30	1800	184	36.8	11.0	5.78	1392	92.9	4.64	319	0.52	1.4	
SLE1	120	90	15	75	—	227	450	102.2	0.505	19	60	30	1800	184	41.3	12.4	5.78	1392	104	4.64	449	0.52	1.4	
LLU2	60	110	30	90	90	267	450	120.2	0.594	19	80	30	2400	184	42.9	12.9	4.34	1228	116	4.10	322	0.60	1.8	
LLE1	120	110	15	75	—	267	450	120.2	0.594	19	80	30	2400	184	48.0	14.4	4.34	1228	130	4.10	453	0.60	1.8	
SSU3	60	70	45	105	90	187	675	126.3	0.277	20	40	30	1200	214	35.4	10.6	4.48	1334	91.3	4.45	287	0.65	1.3	
SLU3	60	90	45	105	90	227	675	153.3	0.337	20	60	30	1800	214	42.2	12.6	2.99	1080	121	3.60	274	0.78	1.8	
SSU4	60	70	60	120	90	187	900	168.4	0.208	20.5	40	30	1200	244	40.2	12.1	2.88	1140	112	3.80	268	0.86	1.7	
SSE2	120	70	30	90	—	187	900	168.4	0.208	34	40	30	1200	214	40.2	12.1	2.52	1000	120	3.33	308	0.86	1.6	
LLU3	60	110	45	105	90	267	675	180.3	0.396	20	80	30	2400	214	48.9	14.7	2.24	952	150	3.17	277	0.91	2.3	
SLU4	60	90	60	120	90	227	900	204.4	0.252	20.5	60	30	1800	244	47.6	14.3	1.92	924	148	3.08	256	1.0	2.2	
SLE2	120	90	30	90	—	227	900	204.4	0.252	34	60	30	1800	214	47.6	14.3	1.68	910	158	2.70	295	1.0	2.1	
LLU4	60	110	60	120	90	267	900	240.4	0.297	20.5	80	30	2400	244	54.9	16.5	1.44	914	182	2.71	259	1.2	2.8	
LLE2	120	110	30	90	—	267	900	240.4	0.297	34	80	30	2400	214	54.9	16.5	1.26	714	194	2.38	297	1.2	2.6	
SSE3	120	70	45	105	—	187	1350	252.6	0.139	36	40	30	1200	244	45.9	13.8	1.28	760	157	2.54	259	1.3	2.1	
SLE3	120	90	45	105	—	227	1350	306.6	0.168	36	60	30	1800	244	53.9	16.2	0.852	616	205	2.05	248	1.6	2.7	
SSE4	120	70	60	120	—	187	1800	336.8	0.104	38	40	30	1200	274	51.6	15.5	0.807	640	193	2.14	239	1.7	2.6	
LLE3	120	110	45	105	—	267	1350	360.6	0.198	36	80	30	2400	244	61.8	18.6	0.639	542	251	1.81	250	1.8	3.4	
SLE4	120	90	60	120	—	227	1800	408.6	0.126	38	60	30	1800	274	60.2	18.0	0.538	518	250	1.72	229	2.1	3.4	
LLE4	120	110	60	120	—	267	1800	480.6	0.148	38	80	30	2400	274	68.7	20.6	0.404	458	304	1.53	230	2.4	4.2	

根据磁芯的 B_s 确定 B_c 以后,就可以估计磁化单位体积的磁芯一周所产生的损耗 W_m 。再通过式(5-13),计算输出功率 P_o 随频率的变化值,作出相应的曲线。上述的作功率变压器磁芯的Mn-Zn铁氧体,当工作温度为 85°C , $\hat{B}_c=0.3\text{T}$ 时,每磁化一周的损耗 W_m 约为 $18\times 10^{-9}\text{J}\cdot\text{mm}^{-3}$ 。将这些数据代入式(5-13)可以得到各种类型的磁芯的最大输出功率 P_o 随工作频率的关系曲线,如图5-16所示。在该图中所列出的24种类型的磁芯也已列在表5-4中。从表或图可见,这里用三个字母和一个数字组合,代表磁芯的种类,它们用S表示短U形磁芯, L表示长U形磁芯, S或L是磁芯的型号前面两个字母,显然有三种组合方式:第三个字母用U,表示单个窗口;用E表示两个窗口。最后一个为数字,表示用几个磁芯排列在一起作用。有关磁芯型号的进一步说明如图5-17所示。

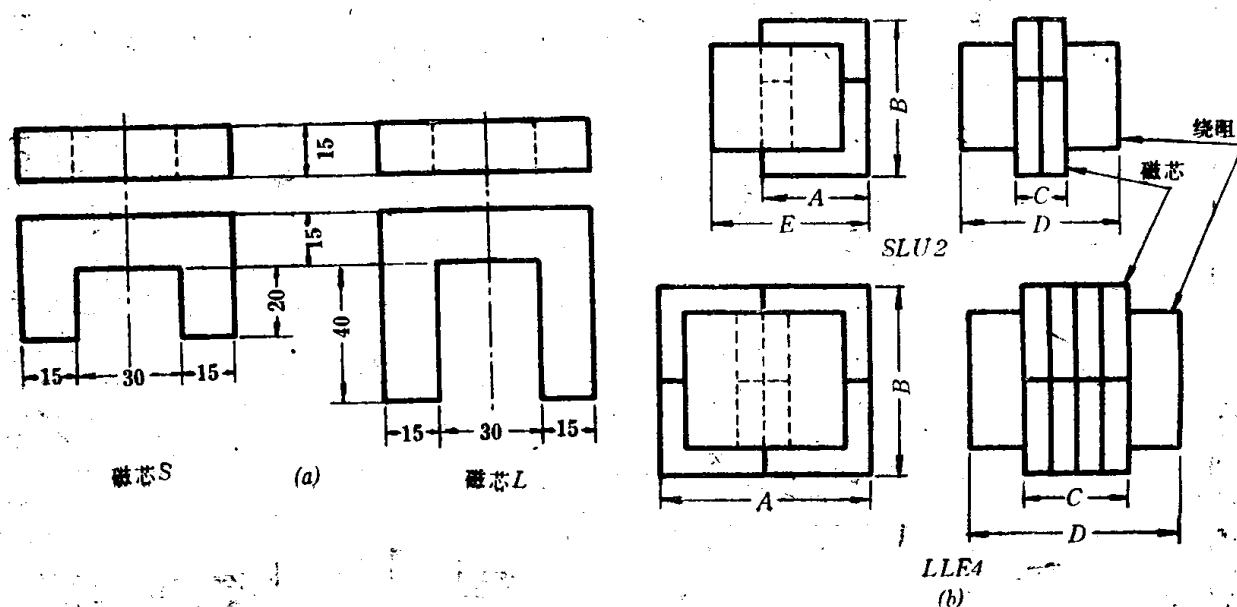


图5-17 表5.1和图5-16中磁芯型号所表示的意义

通过图5-16的曲线,可以选择磁芯。这些都是在一定的工作频率下,能传输一定功率的磁芯。在图中曲线所覆盖的频率范围内,绕组的损耗占主要部分,磁芯的损耗受到 B_c 的限制。但是,工作频率提高时,磁芯损耗也增大,在每条曲线的高端处的磁芯损耗基本上等于绕组的损耗。此时,最大输出功率 P_o 不再与 f 成正比。

用金属磁性材料薄带卷绕成的磁芯,例如Si-Fe合金磁芯,由于它的 B_s 高,作低功率变压器磁芯时比铁氧体的输出功率大。用Si-Fe合金薄带制成的C型磁芯,不易出现饱和,只是涡流损耗频率的升高而迅速增加。图5-16中用虚线表示两个体积不同的金属磁芯的 P_o 随 f_m 变化规律,其中一个的体积最大,另一个则最小。用直线CC表示金属磁芯和铁氧体磁芯特性的分界线,频率高于此分界线时,铁氧体磁芯的损耗低,它的性能优于金属磁芯。

设计功率变压器磁芯时,在大多数情况下,要受到磁芯损耗的限制,所以,就要以磁芯损耗作为选择磁芯的根据。为此,首先计算, $k_2 = P_o \sqrt{\frac{m}{F_s(R_p)_1}}$, 根据 k_2 的计算值选取磁芯。所选的磁芯的 k_2 值必须等于或大于 k_2 的计算值。这里,同样必须注

意；无论是表5·4，或是图5-16，所有的数据或曲线都是假定磁芯采用常用的散热方式，其额定散热速度为每平方毫米 $300\mu\text{W}$ ，并据此确定表5·4中各种磁芯的允许耗散功率 P_t 。如果磁芯的冷却条件不同，额定散热速度改变，则需要对 P_t 修正。如果实际的耗散速度 k 倍于原先假定的速度，则必须将计算得的 $P_0 \sqrt{\frac{m}{F_s(R_p)_1}}$ 值被 k 除，以此作为 k_2 值来选择磁芯。

§ 5.7 开关电源用磁芯

由于集成电路技术的发展，电子仪器的尺寸显著缩小，元件数量减少，可是，电源的重量、体积以及价格都远远不能适应这种要求，而且，由于电源的损耗所引起的发热，使设备的可靠性下降。随着电子设备容量的增大，数量的增多，这种能量的消耗更为可观，迫切要求改进现有的电源结构。用开关式电源取代连续式电源，可以大大缩小体积，节约能量消耗。但是，与此同时，必须克服由于开关过程所引起的噪声，尽量减少对环境的污染。

一、开关电源的工作原理

目前，得到广泛应用的开关电源是利用开关过程中导通时间和截止时间的比值来调整输出电压的大小。通常称此为“时间比例控制”方式，用PWM表示。图5-18表示PWM方式的开关电源原理图。

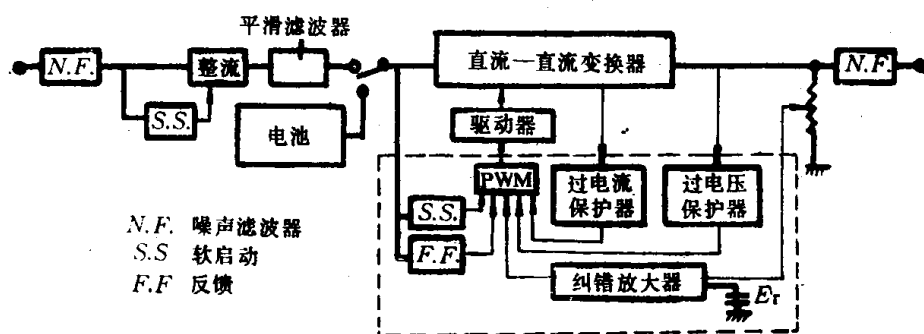


图5-18 PWM方式开关电源原理图

由于输入交流电源电压或负载的变动，引起输出电压变动。为了对此进行补偿，要用反馈电路。将输出电压 U_o 与基准电压 U_r 比较，用比较结果所得到的电位差来改变导通与截止的时间比率，以便使 U_o 保持恒定值。

对于开关电源来说，还必须要有噪声滤波器，反馈电路，启动电路和保护电路等，以便提高信噪比和提高输出电压的稳定性。图5-18中用虚线包围的各个部件，是表示可以通过集成化而成为一个集成块，并能从市场上购到。

二、开关电源用磁性元件

图5-19表示开关电源用磁性元件。交流输入信号通过低频扼流圈 L_1 ， L_2 和高频扼流圈 L_3 ， L_4 以后，由转换开关将连续波转换成开关信号，通过开关变压器的储能和放

能过程，使二极管 D_1 截止或导通，信号通过平滑滤波器以后，输出直流电压。为了滤

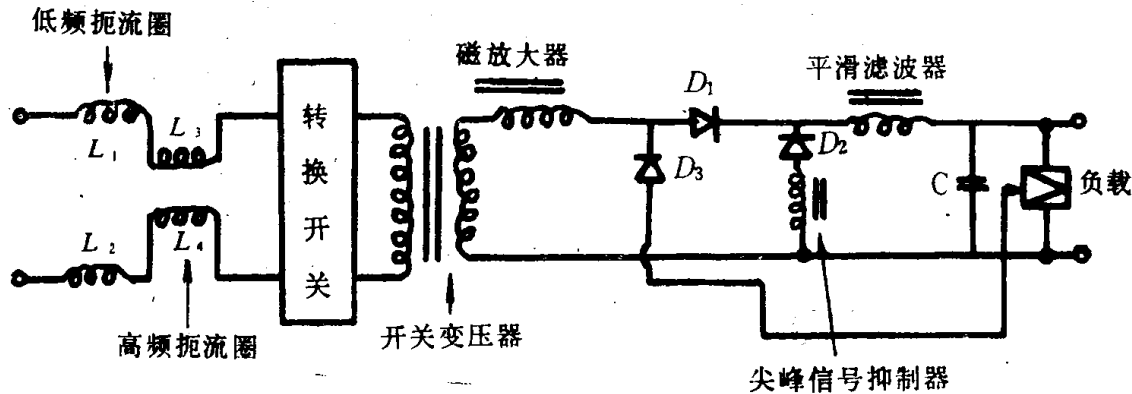


图5-19 开关电源用磁性元件

掉高频信号，采用了尖峰信号抑制器，将它与二极管 D_2 串联后并接在输出端上，以抑制由二极管 D_1 所产生的脉动电流。为了使输出电压进一步稳定，采用磁性放大器，由负反馈信号的大小决定磁放大器的工作状态。磁性放大器是负反馈放大器，它的功能是使输出信号更为平滑。对开关电路用磁性元件的要求见表5.5。

表5.5 对开关电路用磁性元件的要求

	噪声滤波器		开关变压器	磁性放大器	尖峰信号抑制器	平滑滤波器
	低频扼流圈	高频扼流圈				
磁滞回线的矩形度	不要求	不要求	不要求	好	好	不要求
磁导率	不要求	高	较高	较高	较高	不要求
B_s	高	较高	高	较高	较高	高
低损耗	低	低	低	低	低	低
以前使用材料	铁粉芯	高 μ Mn-Zn	高BMn-Zn	80%Ni-Fe	铁氧体	硅钢片, Mn-Zn Ni-Fe粉芯
现在使用材料	Fe-Si粉芯, Fe基非晶带	Co基非晶带	高频低耗Mn-Zn	Co基非晶带(矩磁)	Co基非晶带(矩磁)	Fe基非晶带(高 B , 高 μ)

三、开关变压器的工作状态

不同形式的开关电源，有不同的工作方式。固定工作频率的自激型开关电源具有价格低、效率高等优点。我们以这种电源为例，讨论其工作原理（如图5-20所示）。开关变压器的初级与功率管 V_T 的集电极连接。触发脉冲从基极输入，使 V_T 导通。在 V_T 刚导通时，电路按张弛振荡方式工作，此时，二极管 D 并未导通。开关变压器的初级电流从 P_1 点的 i_{lmin} 增加到 P_2 点的 i_{lmax} ，磁芯的储能为

$$W_{max} = \frac{1}{2} L i_{lmax}^2 \tag{5-50}$$

此时, V_T 截止, 工作点从 P_2 到达 P_3 , 二极管 D 导通。变压器 T 通过二极管 D 向负载 R 放能。工作点到达 P_4 点时, 由于触发脉冲的到来, 迫使 V_T 再次导通。在导通的瞬间, 变压器的储能为

$$W_{min} = \frac{1}{2} L i_{lmin}^2 \quad (5-51)$$

变压器向负载 R 传输的能量 W 为

$$W = W_{max} - W_{min} = \frac{L}{2} (i_{lmax}^2 - i_{lmin}^2)$$

根据 $u_{lt} = L \frac{di}{dt}$, 可得 $dt = L \frac{di}{u_{lt}}$

式中, u_{lt} 为变压器在储能过程中的初级电压。由此得到储能时间 t_1 的表示式为

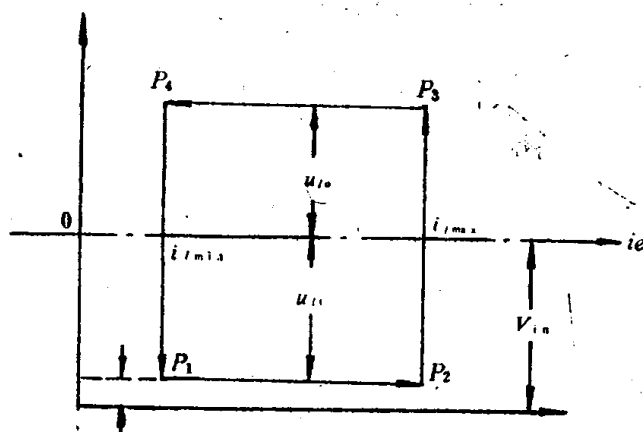
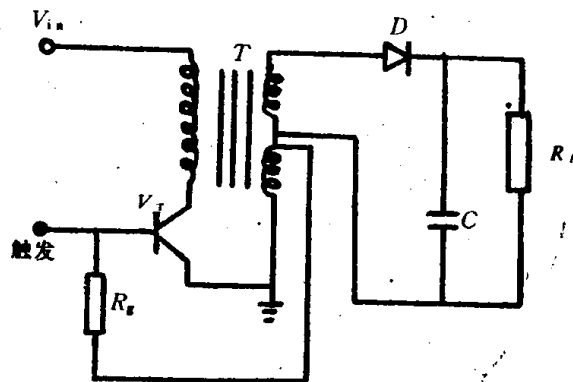
$$t_1 = L \frac{(i_{lmax} - i_{lmin})}{u_{lt}}$$

放能时间 t_2 的表示式为

$$t_2 = L \frac{(i_{lmax} - i_{lmin})}{u_{l0}} = \frac{u_{lt}}{u_{l0}} t_1$$

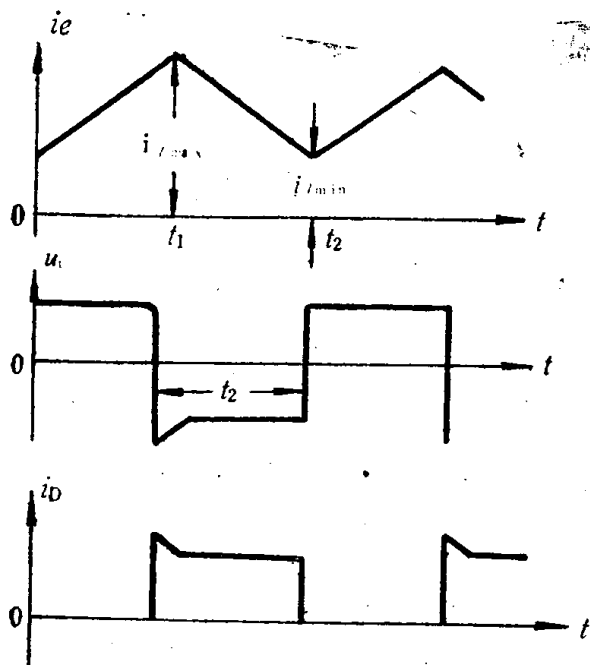
式中, u_{l0} 为变压器在放能时的初级电压。工作周期为 $t = t_1 + t_2$

$$= (i_{lmax} - i_{lmin}) \cdot \frac{u_{l0} + u_{lt}}{u_{l0} \cdot u_{lt}} L \quad (5-52)$$



5-20 自激型开关电源的电路原理

上述储能过程及放能过程在磁芯中反复进行, 使开关变压器线圈中的电流、电压以及二极管 D 中的电流随时间变化的波形如图 5-21 所示



21 开关变压器线圈中的电流、电压以及二极管 D 中的电流随时间变化波形

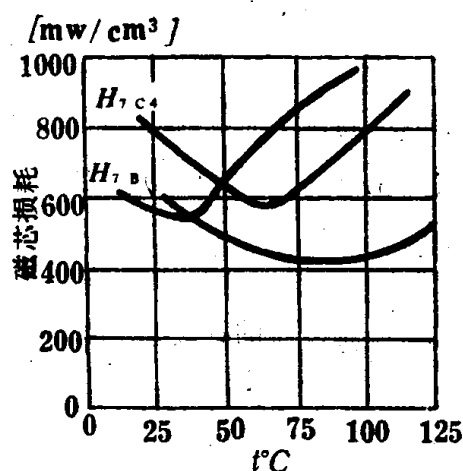


图 5-22 磁芯损耗随温度的变化规律

对开关变压器磁芯的要求是:

- 〈I〉因为开关变压器是一个储能元件, 要求磁芯有足够的容量, 不会出现饱和。
- 〈II〉在储能、放能的转换过程中, 引入的损耗和产生的干扰必须很小。
- 〈III〉能长期稳定、可靠地工作。

四、开关电源变压器磁芯的设计

1. 磁芯的损耗特性

设计开关变压器的主要目标是提高效率、降低损耗, 而磁芯的损耗主要由磁滞损耗和涡流损耗造成。低温时以磁滞损耗为主; 高温时以涡流损耗为主。两种损耗随温度变化的规律是不同的。图5-22表示磁芯的损耗随温度的变化规律。对于型号为 H_{7B} 的磁芯, 损耗的极小点出现在较低的温度, 表明随着温度的降低, 磁滞损耗比涡流损耗小。对于型号为 H_{7C4} 的磁芯, 损耗的极小点出现在较高的温度, 表明随着温度的升高, 涡流损耗的增加比较快。图中所示的都是功率铁氧体材料。

为了不致使变压器过热, 要求磁芯的磁导率随温度的升高而减小, 即温度系数为负值。

开关变压器的损耗与频率成正比, 如图5-23所示。工作频率提高以后, 要出现下列情况:

- (1) 磁芯损耗, 尤其是涡流损耗随频率线性增大。
- (2) 在绕组的导体中出现明显的趋肤效应 (正比于 $f^{\frac{1}{2}}$)。
- (3) 在导体之间出现明显的邻近效应 (正比于 f^{α})。
- (4) 在磁芯内出现趋肤效应。

导体的电阻随频率的变化规律是:

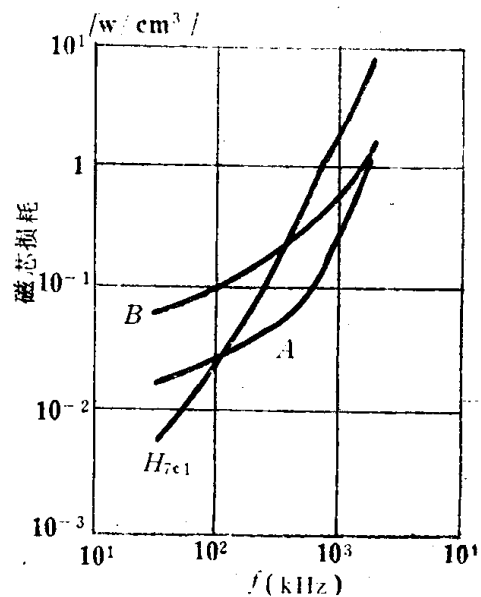


图5-23 变压器的损耗随频率的变化规律

$$R_{ac} = R_{dc} (1 + k_1 f^{\frac{1}{2}} + k_2 f^{\alpha})$$

式中, 指数 α 一般不易从理论上推导得出, 只能通过实验确定。在对称磁化时, $\alpha=2$; 单向磁化时, $\alpha=1.46$ 。系数 k_1, k_2 决定于磁芯材料的性质, 磁路的结构以及工作状态。

2. 开关变压器的设计原则

开关变压器的损耗包括两项: 磁芯的损耗, 即铁损 (P_L) 和铜线的损耗, 即铜损 (P_{cu})。总损耗 P 为

$$P = P_L + P_{cu}$$

而变压器损耗为最小的条件是铁损耗等于铜损耗, 即

$$P_L = P_{cu} \quad (5-53)$$

为了提高变压器的效率, 应采用这种“损耗平衡最佳设计法”。但是, 在实际工作中, 要满足式 (5-53) 是不容易的。变压器的设计要受到下列三个条件的制约。

- (1) 磁芯的饱和;
- (2) 变压器的发热 (由 P_L 和 P_{Cu} 引起);
- (3) 必须满足要求的并联电感量 L_p 。

工作频率低于25kHz时,大多数情况受(1)的制约,在这种工作条件下,磁损耗是主要的。为了得到要求的 L_p 值,往往要增加线圈的匝数,这样,使铜损大于铁损。

工作频率高于100kHz时,按照关系式

$$B \propto \frac{E_{in}}{f \cdot N \cdot A} \quad (5-54)$$

对于一定尺寸的磁芯,若工作频率升高,为得到一定的 B 所需的匝数 N 减少,这样使铜损耗降低,铁损耗则相对增大。为此,要求选用铁损耗小的磁芯,才能使磁芯损耗不会增加太快。从图5-23所表示的损耗随频率的变化规律中,可以看出,不同材料在不同频率下存在一个转折点,这是由于磁芯损耗是由涡流损耗和磁滞损耗造成的,而这种转变表明了在不同频率下是以磁滞损耗为主或是以涡流损耗为主的转变点。

对于开关变压器磁芯特性的要求是,为了缩小磁芯的体积,必须提高工作频率。但是,频率提高,使磁芯损耗大于铜损耗。磁芯在高频应用时,必须同时具有高磁导率和低损耗的特点。所以,必须严格控制磁芯的成分配方,原材料的纯度,晶粒大小以及有关的微观结构。具体要求是:

- (1) 选用具有高磁导率的成分;
- (2) 要求晶粒的尺寸均匀;
- (3) 消除尺寸大的晶粒,因为大尺寸晶粒的畴壁位移损耗大;
- (4) 晶界的厚度要薄,电阻要大。

上述要求中,从(2)~(4)都决定于烧结条件,尤其是升温速度和保温时间。

五、开关电源的噪声及抑制

伴随开关过程所产生的脉动噪声,要污染环境,是开关电源急需克服的一个问题。噪声的来源有:

- (1) 半导体开关元件从导通到截止时产生的脉动电压;
- (2) 二极管 D 从导通到截止所引起的脉

动电流。

1. 噪声的种类

噪声大体可以分成三种类型:

- (I) 低频固有噪声,这是产生在输入端和输出端的噪声;
- (II) 高频共模噪声,这是产生在电源线与地之间的噪声;
- (III) 发射噪声,这是从电源向周围空间发射的噪声。

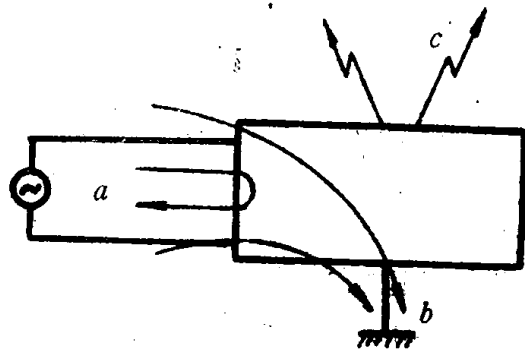


图5-24 噪声的种类

图5-24表示上述三种噪声的分布。在这些噪声中,除发射噪声以外,都可以用磁性元件等构成滤波电路来降低噪声。降低噪声的有效办法是使电路集成化和微型化。

2. 消除噪声的方法.

图5-25(a)中 L_1 和 L_2 是为了消除高频共模噪声用的两个电感器。对它的性能要求是:

- (I) 磁导率高, 频率特性好;
- (II) 由于损耗而引起发热, 所以, 磁芯的居里温度必须高于 $100^{\circ}\sim 120^{\circ}\text{C}$;
- (III) 对 B , 没有特殊要求, 可以采用铁氧体材料。

图5-25(b)中的 L_3 和 L_4 是为了消除固有噪声而用的扼流圈。对于它的性能要求是:

- (I) 抑制噪声的阻抗 $Z=\omega L$ 要高;
- (II) 磁芯的 B , 要高;
- (III) 应采用 B , 高的金属软磁或铁粉芯, 不宜采用 B , 低的铁氧体材料。

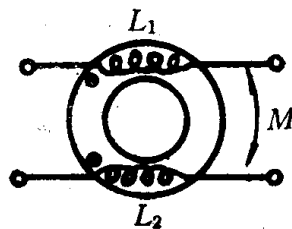
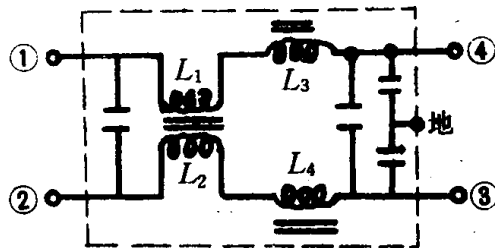
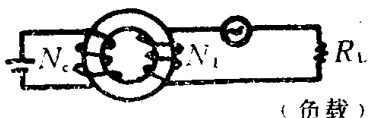


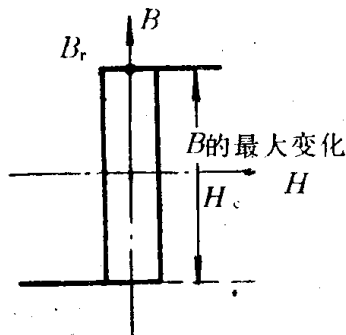
图5-25 由磁性元件构成的噪声滤波器

六、开关电源用其他磁性元件

1. 磁性放大器, 其基本电路及磁芯的磁滞回线如图5-26所示。基本电路包括控制电路和输出电路。控制电路由直流电源与控制线圈 N_c 组成。输出电路由交流电源、负载线圈 N_L 以及负载电阻 R_L 组成。其工作原理如下:



(a) 基本电路



(b) 矩形磁滞回线

- (I) 磁芯未饱和时, μ 大, 感抗 X_L 大, 所以, 输出电流和输出电压都接近零。

- (II) 当控制电路的直流电压与输出电路交流电压的极性一致时, 磁芯中的磁通相加, 使磁芯饱和, 有输出电流。极性相反时, 磁通抵消, 磁芯从饱和变成不饱和, 电流从导通变成截止。

- (III) 将直流电源与输入信号构成输入电路, 将负载电流与输出信号构成输出电路, 只要改变输入信号的大小或极性, 就可以控制输出信号的大小。

图5-26 磁性放大器的基本电路及磁芯的磁滞回线

2. 尖峰信号抑制器

为了改善二极管的恢复特性, 采用矫顽力 H_c 很小, 具有矩形磁滞回线的钴基非晶薄带卷绕成为超小型的可饱和电抗器。这种非晶磁芯的特点是, 在很弱的磁场下具有最大的电感量 (见图5-27)。在电路中接入这种磁性元件以后, 可使由于二极管 D 的开关过程所引起的脉动电流的幅度大大降低。

3. 平滑滤波器

开关电源的输出信号一般含有交流分量, 是一种脉动直流。为了得到稳定的直流电压, 采用高磁导率磁芯所构成的扼流圈与电容器构成的平滑滤波器 (见图5-19)。对磁芯的要求是, B_s 大, μ 高, 高频损耗小。

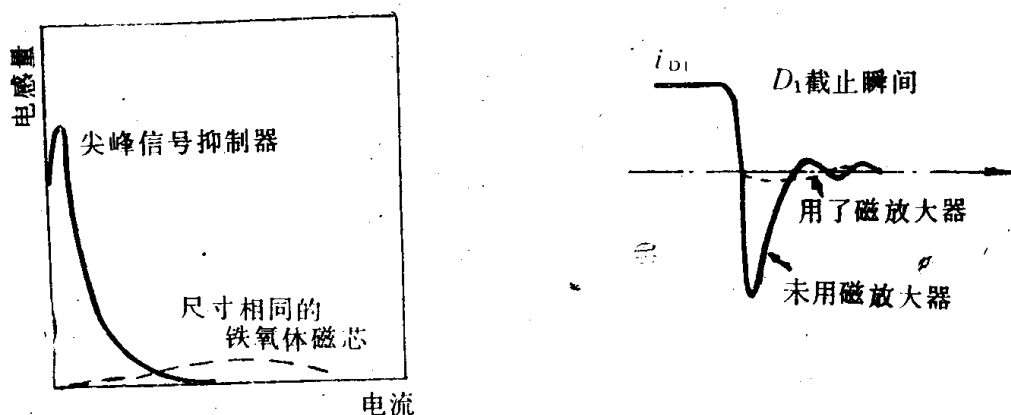


图5-27 尖峰信号抑制器的电感量随磁场的变化

§ 5.8 功率变压器的设计举例

为了说明铁氧体磁芯在功率变压器中的应用，我们举例计算一个典型的功率变压器，其技术指标为：

输出功率 工作频率为1kHz时，输出功率为1kW
 初级电压 1kV
 次级电压 200V
 电压稳定度 电压波动小于5%

根据技术指标，变压器工作频率低，必须避免磁芯饱和。对于一个主要受到磁芯的饱和限制的变压器，当工作频率、传输功率一定时，变压器磁芯的选择可以根据图5-16进行。由图可见，型号为SLE3和SSE4这两种磁芯都适用。由于前者的体积较小，所以，设计选用此磁芯。从表5.4得SLE3磁芯的有关参数为

磁芯的截面	$A_c = 1350 \text{ mm}^2$
磁芯的有效体积	$V_c = 307 \times 10^3 \text{ mm}^3$
磁芯的尺寸因子	$c_1 = 0.168 \text{ mm}^{-1}$
窗口宽度	$b_w = 60 \text{ mm}$
窗口高度	$h_w = 30 \text{ mm}$
窗口面积	$A_w = 1800 \text{ mm}^2$
每匝平均长度	$l_w = 244 \text{ mm}$
额定总损耗	$P_t = 16.2 \text{ W}$ (相当于热转换的速度为 $300 \mu \text{ W} \cdot \text{mm}^{-2}$)

根据图5-16表示的条件，取磁芯工作时的最高磁感应强度为0.3T (3000Gs)。根据式(5-1)计算初级匝数 N_1 为

$$N_1 = \frac{\sqrt{2 \times 1000}}{2\pi \times 10^3 \times 0.3 \times 1350 \times 10^{-6}} \approx 556$$

由于要求的次级电压为200V，所以次级匝数 N_2 为

$$N_2 = 556 \times \frac{200}{1000} \approx 111$$

取绕组的宽度为50mm，高度为22mm，绕组的总面积 $A_w = 22 \times 50 = 1100 \text{ mm}^2$ 。设每个绕组的面积占总面积的一半，为550 mm^2 。由此计算初级绕组导线的直径 d_1 为

$$d_{0.1} \approx \sqrt{\frac{550}{556}} \approx 0.994$$

如果选用纱包漆包线，并考虑到绝缘层所占的空间，所以选用直径 $d_{0.1}=0.813\text{mm}$ 的铜导线。现在计算每层的匝数，考虑到每匝之间有一定的剩余空隙，所以，取每层铜线的占空因子为0.95，则

$$\text{每层匝数} = \frac{50 \times 0.95}{0.8966} \approx 53$$

$$\text{总层数} = \frac{556}{53} \approx 10.5 \quad (\text{取11层})$$

11层的总高度为： $11 \times (0.8966 + t)\text{mm}$ ，其中 t 为层间绝缘材料的厚度。

设 $t=0.1\text{mm}$ ，则初级绕组的总高度为11mm。

接着计算次级绕组导线的直径

$$d_{0.2} = \sqrt{\frac{550}{111}} \approx 2.33(\text{mm})$$

选取铜导线的实际直径 $d=1.83\text{mm}$ ，计及绝缘层后导线 $d_{0.2}=1.943\text{mm}$ 。次级每

层的匝数 $=\frac{50 \times 0.95}{1.943} \approx 24.4$ 匝。层数 $=\frac{111}{24.4} \approx 4.55$ ，设层间绝缘的厚度为0.2mm，故次级绕组的高度为 $5 \times (1.943 + 0.2) = 10.7\text{mm}$ 。

设初级绕组和次级绕组之间的绝缘层（包括静电屏蔽层）为0.3mm，则初级和次级绕组的总高度为22mm。

已知每匝的平均长度为244mm，初级导线每米长的电阻为0.03265Ω，次级导线每米长的电阻为0.00645Ω，则

$$\text{初级绕组的电阻 } R_1 = 556 \times 0.244 \times 0.03265 = 4.43\Omega$$

$$\text{次级绕组的电阻 } R_2 = 111 \times 0.244 \times 0.00645 = 0.175\Omega$$

这是在20°C时的电阻值，如果工作温度改变，必须根据电阻率的温度系数，计算在实际工作温度时的电阻值。

总的功率损耗为：

$$\text{初级绕组的损耗 } I_1^2 R_1 = 1^2 \times 4.43 = 4.43$$

$$\text{次级绕组的损耗 } I_2^2 R_2 = 5^2 \times 0.175 = 4.38$$

$$\text{磁芯损耗 } W_m V_m f = 18 \times 10^{-9} \times 307 \times 10^3 \times 10^3 = 5.53$$

式中， W_m 为每周磁芯损耗密度，在图5-16中已假定为 $18 \times 10^{-9} \text{J} \cdot \text{mm}^{-1} \cdot \text{cycle}^{-1}$ 。

磁芯和绕组的总损耗为

$$4.43 + 4.38 + 5.53 = 14.34$$

比规定的额定总损耗（ $P_t=16.2\text{W}$ ）小。

初级绕组的铜线面积为

$$\frac{\pi \times (0.813)^2}{4} \times 556 = 288$$

次级绕组的铜线面积为

$$\frac{\pi \times (1.943)^2}{4} \times 111 = 329$$

$$\text{铜的占空因子 } F_c = \frac{\text{铜的面积}}{\text{窗的面积}} = \frac{288 + 329}{1800} = 0.342$$

现在，计算磁化电流。设磁芯的有效磁导率 μ_e 为1000，则初级并联电感

$$L_p = \frac{\mu_0 \mu_e N^2}{c_1} = \frac{4\pi \times 10^{-7} \times 10^3 \times 556^2}{0.168 \times 10^3} = 2.31$$

$$\text{磁化电流为: } \frac{U_1}{\omega L_p} = \frac{10^3}{6.28 \times 10^3 \times 2.31} = 0.069$$

磁化电流相对于1A的初级绕组电流来说，是符合要求的。

§ 5.9 磁性液体的特性及其在磁路系统中的应用

一、磁性液体的特性

众所周知，一般磁性材料都是固体，而近十多年来发展起来的磁性液体材料（简称磁流体）都是液态。它既具有液体的流动性，又具有通常所述的铁磁性。磁流体将铁磁性与流动性两者统一在一种材料中，为元器件提供了新的应用领域。

磁流体是由直径为100Å左右的磁性微粒，表面活性剂和母体三者组成。磁性微粒可以是： Fe_3O_4 ， $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ， CrO_2 ，纯铁、钴、镍粉，单一或复合铁氧体，铁-钴合金粉，稀土永磁粉等。目前使用最普遍的是 Fe_3O_4 粉。母体是水，碳氢化合物及氟碳化合物，水银等；表面活性剂可以用饱和及不饱和脂肪酸，氟醚酸，氟醚磺酸等。

磁流体的性质表现为超顺磁性，不能形成磁滞回线，所以亦没有矫顽力；无外磁场时，磁流体显示出牛顿流体性质；磁流体在外磁体作用下，服从修正的伯努利方程式；磁流体具有高的热传导率和低气压。

对磁流体的技术要求是，在工作温度和压力下，长期稳定；磁化强度高，起始磁导率高；粘度和蒸气压都要低；在重力场和梯度磁场下稳定；有良好的热传导性和耐化学腐蚀性。

磁流体在工业中的应用日益广泛，可以作磁流体密封，作沉、浮分离和比重测量，润滑剂，轴承与阻尼等；在变压器磁芯方面已经得到实际应用，取得满意的效果。

二、磁流体在变压器磁芯方面的应用

1. 磁流体在变压器及电感器磁芯中的应用

功率变压器在工作过程中要产生大量热，使传输功率下降，甚至使器件损坏，故必须设计冷却、散热装置。传统的散热方法是把功率变压器浸在油中。这种方法的散热频率低。若按照图5-28所示的结构，由磁流体构成磁芯，并使流体循环，就可以得到很好的冷却效果，它的工作特点是：

(1) 初级绕组和次级绕组所发热量被磁流体吸收后，进入直接散热器进行散热冷

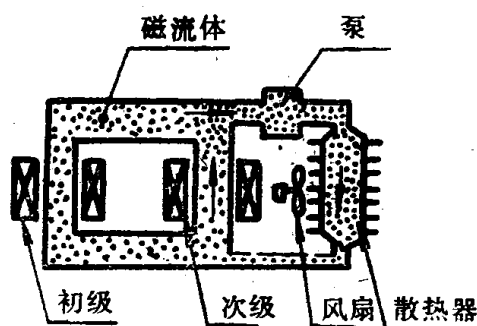


图5-28 用磁流体作变压器磁芯

却, 所以, 散热效率高。

(2) 由于磁流体具有良好的软磁特性, 矫顽力趋近于零, 所以, 铁损很低。

(3) 磁流体具有良好的流动性, 可以按外壳形成磁芯回路, 不需装配, 大大节省工时。

(4) 磁芯的工作频率可以到达超高频频段, 且整个装置可以很小。

电感器磁芯普遍采用罐形磁芯, 把磁流体注入到这类磁芯的绕组间隙中, 可以使间隙得到充分利用, 提高了效率, 缩小了磁芯的体积。图5-29(a)表示这种磁芯结构。如果按图5-29(b)那样, 完全用磁流体来形成磁路, 把绕有线圈的骨架浸泡在磁液之中, 就能充分利用空间。

2. 磁流体在扬声器磁路中的应用

在扬声器的音圈所在的气隙内, 灌注磁流体以后, 由于气隙内同时存在有强磁场, 能够将注入的磁流体保持下来, 达到提高扬声器性能的目的。它的工作特点是:

(1) 由于该磁路的气隙已被磁流体填满, 形成了密封圈。当扬声器工作时, 空气不能在气隙进出, 磁流体起到了减震的作用。

(2) 磁流体的热传导率比空气高5倍, 音圈中产生的热量可以通过磁流体散热。因此, 扬声器的输入功率可以明显提高。

(3) 利用磁流体排斥非磁性线圈的功能, 使音圈产生自动定心的效果, 防止音圈与磁极之间摩擦。这样, 既提高了装配合合格率, 又使扬声器振膜的振动平滑。这对于输入功率大的扬声器尤为重要。

(4) 调整磁流体的粘度和气隙与音圈的形状, 可以对最低谐振频率起到抑制作用。

(5) 扩大低音范围。由于采用磁流体, 提高了扬声器的输入功率, 达到了在不减小输出时, 又扩大了低音范围, 平滑了频响曲线, 大大提高了音质。

在制备这种磁流体扬声器时, 需要注意下列问题:

(1) 采用高分子量、低气压的母体作磁流体才能使蒸发量小。

(2) 凡与磁流体接触部位, 绝不允许对磁流体有吸着现象。特别是音圈架, 不能是纯纸质的, 需经浸漆处理或改用轻质铝箔制备, 才能保证对磁流体不吸着。

(3) 必需防止磁流体飞溅。由于磁液注入气隙, 使气隙变成了密闭状态, 音圈所产生的热使上述空间内的空气膨胀, 压力升高。当音圈的振幅增大时, 空气体积进一步增大, 压力也随之升高。当输入增加到一定值时, 磁液便开始飞散, 同时, 随着音圈振幅增大, 音圈架截面由圆形变成椭圆形,

或者侧面摆动, 而不再作理想的活塞运动。这种现象严重时, 音圈就会与夹板和极靴接触, 也会造成磁液的飞溅。为此, 分别设法开设通气孔和设置非磁性挡板等办法来解决。

图5-30为通气孔的示意图。

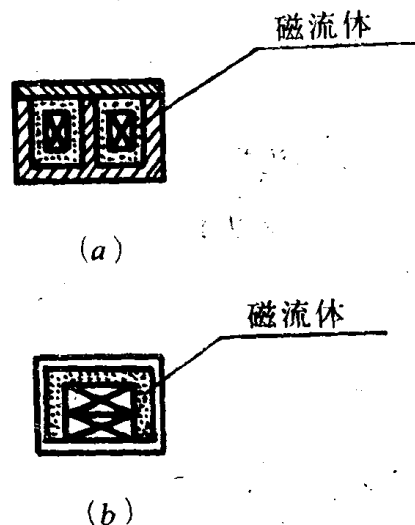


图5-29 用磁流体作罐形磁芯的磁路

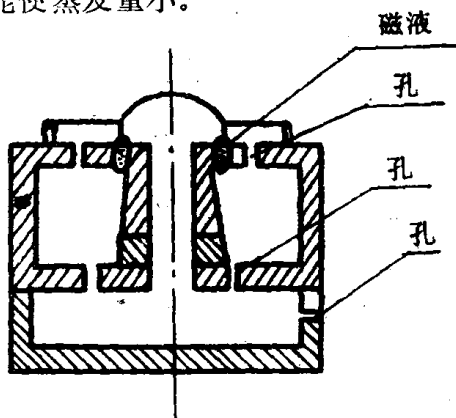


图5-30 通气孔示意图

第六章 射频宽带器件磁芯

§ 6.1 铁氧体的射频应用特性

一、决定铁氧体磁谱的机制

在§1.6中讨论了磁性材料的损耗,主要是指低频损耗。磁性材料的低频损耗是由磁滞损耗、涡流损耗和剩余损耗造成的。工作频率提高到射频以后,磁性材料的损耗机制与低频损耗机制是不同的。由于磁性材料的高频损耗使磁导率随频率而下降。磁导率随频率而变化的现象称为磁谱。通常又把复数磁导率的实数部分 μ' 随频率的变化称为频散,复数磁导率的虚数部分 μ'' 随频率的变化称为吸收。产生频散和吸收的机制主要有三种:(I)磁畴的自然共振;(II)畴壁的共振和弛豫;(III)尺寸共振。所以,决定铁氧体磁谱特性的,主要是这三种机制。

1. 磁畴的自然共振

根据磁性物理,磁矩 \vec{M} 在恒定磁场 \vec{H} 作用下,会产生进动,进动的角频率 $\omega_0 = \nu H$,中 $\nu = 1.15 \times 10^5 g \left(\frac{\text{m}}{\text{A} \cdot \text{s}} \right)$;如果外加一个与 H 垂直的交变磁场 \vec{H} ,而且,此交变磁场的角频率 ω 与 ω_0 相等,便发生铁磁共振现象。由于材料内部的各种不均匀性以及 ω_0 存在一定的分布范围,使共振线宽具有一定的宽度 ΔH 。对于一个没有任何外加磁场的磁体来说,磁体内部由于磁晶各向异性作用,磁致伸缩作用以及退磁场作用等影响,都相当于有一个等效磁场加在局部范围,在这些局部地区形成易磁化方向,使 M 围绕易磁化方向进动。对于各向异性常数 $k_1 > 0$ 的立方晶体,等效各向异性场为

$$H_k = \frac{2k_1}{M_s} \quad (6-1)$$

对于 $k_1 < 0$ 的立方晶体,等效各向异性场为

$$H_k = -\frac{4k_1}{3M_s} \quad (6-2)$$

即使未加任何外磁场,在晶粒混乱排列的多晶体中的 M ,亦要分别围绕由 H_k 引起的易磁化方向进动;其进动角频率为

$$\omega = \nu H_k$$

设一个 $k_1 < 0$ 的立方晶体, $M_s = 0.3\text{T}$, $k_1 = -5 \times 10^2 \text{J/m}^3$,其各向异性场为

$$H_k = \frac{4 \times 5 \times 10^2}{3 \times 3 \times 10^{-1}} = 2.2 \times 10^3$$

假定 $g=2$,此时的进动角频率为

$$\omega = (1.105 \times 10^5) \times 2 \times (2.2 \times 10^3) \approx 5 \times 10^8$$

相应的进动频率为

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = 8 \times 10^7$$

如果外加一个交变磁场，它的频率与上述进动频率相等，就要产生共振，称此为铁磁共振。

对于 $k_1 > 0$ 的立方晶体，其进动角频率为

$$\omega = \frac{2\nu k}{M_s} \quad (6-3)$$

k_1 愈大的材料，进动角频率愈高。已知由转动磁化过程对磁导率的贡献可表示为

$$\mu = \frac{M_s^2}{3k_1\mu_0} \quad (6-4)$$

k_1 愈大的材料，由转动磁化过程对磁导率的贡献愈小，将式(6-3)与(6-4)相乘得

$$\omega\mu = \frac{2\nu M_s}{3\mu_0} \quad (6-5)$$

该式右侧的 ν 和 M_s 都是由材料的本征特性决定的参数，对于一定的材料， $(\omega\mu)$ 积为常数。设材料的 $M_s = 0.3\text{T}$ ，根据式(6-5)，并考虑到 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ ，可得

$$\mu f = 5.6 \times 10^6$$

由于材料在高频弱磁场下工作，所以，上式的磁导率 μ 应为起始磁导率 μ_i 。对软磁铁氧体起始磁导率随频率变化的实际测量和研究，发现其规律是：凡是磁导率高的材料，其截止频率 f_c （ μ' 下降到静态磁导率 μ_i 的一半时所对应的频率）低；相反，凡是磁导率低的材料，其截止频率高，这种规律可以从图6-1中发现。该图表示不同成分的Ni-Zn铁氧体的复数磁导率的频谱特性。图中表示了不同成分（从A到D）的Ni-Zn铁氧体具有不同的磁导率和截止频率。但是每种材料的 (μf_c) 乘积是相等的，即不同成分的Ni-Zn铁氧体都满足

$$\mu f_c = \text{常数}$$

这一关系最早由斯诺克（Snoek）在研究铁氧体的高频性质时发现的，称为斯诺克极限。图6-1中用虚线作出的斜线即为不同成分的Ni-Zn铁氧体的斯诺克极限线。

根据经典理论，软磁材料的工作区必须选择在斯诺克极限线的左侧，才能保证软磁材料有高的磁导率 μ' 和低的损耗 μ'' 。这种概念仅适用于工作频率低、频带窄的软磁器件。对在射频工作下的宽带器件，为了确保极宽的频带宽度，不能把斯诺克极限所规定的截止频率看作最高使用频率，必须使磁芯的工作频率远高于截止频率，此时对磁芯的磁性要求是，在具有一定的 μ' 的同时， μ'' 亦必须尽可能高。在以后的有关章节还要详细讨论这方面的概念。

2. 畴壁的共振和弛豫

畴壁是磁畴的交界区，具有一定的厚度和质量 m 。我们现在来讨论图6-2所示的 180°

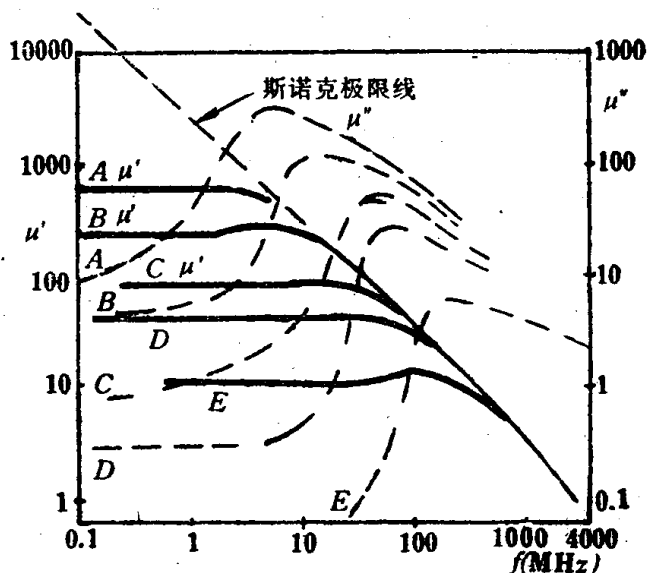


图6-1 不同成分的Ni-Zn铁氧体的复数磁导率的频谱特性

畴壁的运动规律。

设畴壁的平面与 yz 平面平行。单位面积的畴壁受到平行于 y 方向的小振幅周期磁场 $H = H_m e^{j\omega t}$ 的作用,使畴壁在其平衡位置附近产生周期性振动,其运动方程为

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + \alpha x = 2 M_s H \quad (6-6)$$

式中, β 为阻尼系数,与自旋进动过程中遇到的阻尼有关; α 为弹性回复系数,与畴壁能密度的二阶导数有关。式

(6-6)表明,畴壁位移过程中遇到了三种阻力,即

惯性力 $m \frac{d^2 x}{dt^2}$, 阻尼力 $\beta \frac{dx}{dt}$ 以及回复力 αx , 它们与外磁场对单位面积的畴壁的压

力 $2M_s H$ 相平衡,使畴壁在平衡位置产生周期振动。

如果把在 $H = H_m e^{j\omega t}$ 作用下的畴壁位移距离 x 也表示成 $x = x_m e^{j\omega t}$,并把它代入式(6-6), 使得

$$(j\omega)^2 m x_m e^{j\omega t} + (j\omega) \beta x_m e^{j\omega t} + \alpha x_m e^{j\omega t} = 2 M_s H_m e^{j\omega t}$$

所以,畴壁位移距离 x_m 可表示为

$$x_m = \frac{2 M_s H_m}{\alpha \left(1 - \frac{m}{\alpha} \omega^2 + j \omega \frac{\beta}{\alpha} \right)} \quad (6-7)$$

单位面积的畴壁移动距离 x 以后,所扫过的体积为(面积 $\times x$) = $(1 \times x) = x$,在磁场方向的磁化强度的增量为 $(2M_s x)$ 。单位体积磁畴的磁矩变化量为

$$M_H = \frac{2 M_s x}{l}$$

式中 l ,为磁畴宽度。由此可以得到复数磁化率的表示式为

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{M_H}{H} = \frac{2 M_s}{l} \cdot \frac{x_m}{H_m} = \frac{\frac{4 M_s^2}{\alpha l}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + j \frac{\omega}{\omega_r}} \\ &= \chi' \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - j \frac{\omega}{\omega_r} \right] = \chi' - j \chi'' \end{aligned} \quad (6-8)$$

式中,

$\chi = \frac{4 M_s^2}{\alpha l}$ 为畴壁位移静态起始磁导率;

$\omega_0 = \sqrt{\frac{\alpha}{m}}$ 为畴壁共振角频率;

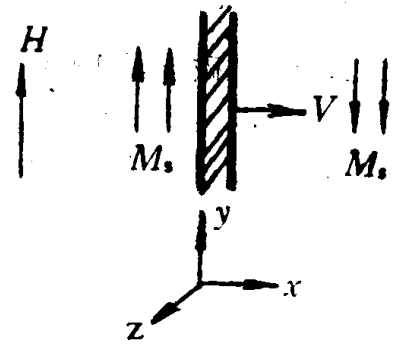


图6-2 180° 畴壁

$\omega_r = \frac{\alpha}{\beta}$ 为畴壁弛豫角频率。

因为复数磁导 $\mu = 1 + \chi = 1 + \chi' - j\chi'' = \mu' - j\mu''$, 所以 根据式 (6-8) 可得

$$\mu' - 1 = \chi_i \frac{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)\right]^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_r}\right)^2} \quad (6-9)$$

$$\mu'' = \chi_i \frac{\frac{\omega}{\omega_r}}{\left[1 - \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)\right]^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_r}\right)^2} \quad (6-10)$$

由式 (6-9) 和 (6-10) 可见, 由畴壁位移所决定的 μ' 和 μ'' 随外加磁场的角频率而变化, 当 $\omega=0$ 时, $\mu' - 1 = \chi_i$, $\mu'' = 0$ 。相当于静态磁化时的状态。当 $\omega = \omega_0$ 时, $\mu' = 1$, $\mu'' = \chi_i \frac{\omega_r}{\omega_0}$, 此时 μ'' 为极大值, 是畴壁共振状态, 损耗为最大。当 $\omega = \infty$ 时, $\mu' - 1 = 0$, $\mu'' = 0$, 相当于畴壁完全跟不上磁场的变化的状态。

根据畴壁位移所遇到的阻尼系数 β 与畴壁有效质量 m 之间的相对比值的不同, 有两种磁谱特性:

共振型磁谱——畴壁的有效质量 m 大, 而畴壁位移所遇到的阻尼小时, 产生畴壁共振。到达共振点附近时, $(\mu' - 1)$ 下降很快, 而且会出现 μ' 小于零的情况; 代表损耗的 μ'' 出现峰值, 而 μ'' 曲线的宽度较窄。

豫弛型磁谱——畴壁的有效质量 m 小, 而畴壁位移所遇到的阻尼大时, 产生畴壁弛豫。畴壁位移从 $x=0$ 到 $x=x_m$, 需要有一个时间过程。所以, 在共振点附近, $(\mu' - 1)$ 下降缓慢; μ'' 曲线的宽度较宽。

射频宽带器件磁芯的工作频率一般都要高于材料的截止频率。对于材料的 μ'' 的要求是: 不但 μ'' 要尽可能高, 而且 μ'' 随频率的变化缓慢, 即 μ'' 曲线的宽度要宽, 以保证有宽的工作频带。所以, 具有弛豫型磁谱的磁芯材料, 适合作射频宽带器件磁芯。现在, 我们根据豫弛型的磁谱来分析铁氧体的 μ' 及 μ'' 的高频特性。根据豫弛型磁谱的特点, β 小, m 大, 所以畴壁的弛豫角频率 ω_r 比共振角频率 ω_0 低得多。根据式 (6-8), 弛豫型复数磁化率可表示为

$$\chi = \frac{\chi_i}{1 + j\frac{\omega}{\omega_r}} = \frac{\chi_i}{1 + j\frac{f}{f_r}} \quad (6-11)$$

式中, χ_i 为静态起始磁化率; f_r 为弛豫频率; f 为工作频率。

于是可以写出弛豫型复数磁导率的表示式为

$$\mu = 1 + \chi = 1 + \frac{\mu_i - 1}{1 + j\frac{f}{f_r}} = 1 + \frac{S}{f_r + jf} = \mu' - j\mu'' \quad (6-12)$$

式中, $S=(\mu_i-1)f_r$, 可以看作是斯诺克常数。由此得到豫弛型磁谱下 μ' , μ'' 的表示式为

$$\mu' = 1 + \frac{Sf_r}{f_r^2 + f^2}$$

$$\mu'' = \frac{Sf}{f_r^2 + f^2}$$

由于磁芯的工作频率远高于截止频率, 即 $f^2 \gg f_r^2$, 则上式简化为

$$\mu' = 1 + \frac{Sf_r}{f^2}$$

$$\mu'' = \frac{S}{f}$$

(6-13)

式 (6-13) 可见, (I) 工作频率高于截止频率时, 豫弛型材料的 μ' , μ'' 都很小; (II) 提高 μ' 和 μ'' 的有效途径是提高斯诺克常数 S 值。

3. 尺寸共振

前面讨论的磁畴的自然共振和畴壁共振及豫弛过程是由物质的本征特性所决定的。与磁体的几何尺寸无关。而尺寸共振与磁体的几何尺寸有密切关系。

铁氧体既是磁性体, 又是介电体, 电磁波在其中传输时, 波长要缩短, 其关系式为

$$\lambda = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon\mu}}$$

式中, c 为光速, f 为电磁波的频率。当 $f=1.5\text{MHz}$, Mn-Zn 铁氧体的 $\mu=10^3$ 时, $\epsilon=5 \times 10^4$ 时, 这种电磁波的波长从自由空间内的 2000cm , 缩短为铁氧体内的 2.85cm 。如果 Mn-Zn 铁氧体磁芯的横截面尺寸与该电磁波的半波长相等, 就要在磁芯截面上形成驻波, 使得磁体象一个共振腔, 出现类似共振电路的频散和吸收, 使 μ' 下降, μ'' 增大。图 6-3 表示截面尺寸不同的 Mn-Zn 铁氧体在不同频率下出现的共振特性。可见, 截面尺寸大的磁芯, 在较低频率下出现尺寸共振; 随着工作频率的提高, 磁芯横截面的尺寸必须相应缩小, 才能避免尺寸共振。

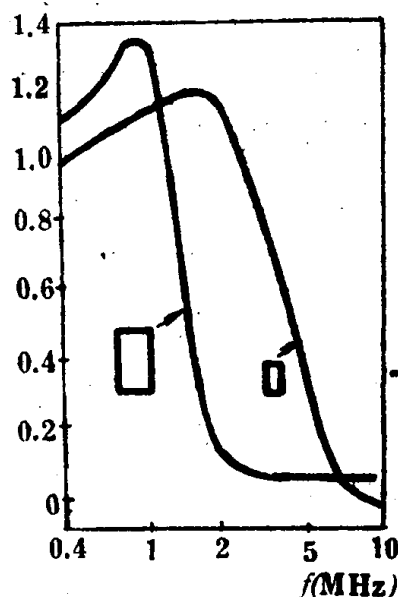


图6-3 截面尺寸不同的 Mn-Zn 铁氧体的尺寸共振特性

二、对射频宽带器件用磁芯材料的要求

射频宽带器件在电视、通信、雷达、仪表以及自动控制等方面的应用十分普遍。虽然器件的种类繁多, 结构不同, 但是仍有不少相似之处。由于所有器件都要用磁芯, 所有器件的特性都与磁芯有关, 因此, 磁芯特性是器件的共同基础。

射频宽带器件中使用最为广泛的是传输线变压器。它是将具有均匀分布参数的传输线绕在铁氧体磁芯上或将磁芯安装在传输线上构成的。就器件的尺寸而言, 要比工作波长小得多, 因而可以看作是集中参数的器件, 所以, 可望有较宽的工作频带。但是,

就器件所用传输线的长度而言，可以与工作波长相比拟，因而又是分布参数的器件，所以，可望有高的上限工作频率。以变压器磁芯为基础的这种宽带器件的质量主要决定于射频铁氧体材料的特性和超高频传输特性。只要设计和制造得当，就可以得到很宽的相对带宽（例如相对带宽为十个倍频程）和很高的上限工作频率，而且同时能满足尺寸小，成本低的要求。

射频宽带器件所用的磁芯材料——软磁铁氧体材料与通常的微波铁氧体，在性能和工作原理等方面，是完全不同的。微波铁氧体器件是一种非互易器件，它的工作原理是以铁氧体的张量磁导率为基础的；所用的材料是旋磁铁氧体；涉及的磁性参数主要是饱和磁化强度和共振线宽；微波铁氧体器件除利用内磁场工作方式的器件以外，都必须外加直流或低频磁场，才能显示旋磁效应。射频宽带器件是一种互易器件，它的工作原理是以软磁铁氧体的标量磁导率为基础的；所用的材料是截止频率低的软磁铁氧体；涉及的磁性参数主要是复数磁导率及其频率特性。一般射频器件并不需要外加直流或低频磁场。从适用的频率范围看，射频宽带器件的最高使用频率要比微波铁氧体器件的低，而频带宽度要比微波铁氧体器件的宽得多。

根据传统的观点，对于软磁铁氧体的要求是，磁导率的实数部分 μ' 高，虚数部分 μ'' 小，截止频率 f_c 高。即是工作在斯诺克极限线所规定的工作区域。如果超过了极限，例如工作频率 f 接近截止频率 f_c 时损耗明显增大。因此，通常把 f_c 看作软磁材料的最高使用频率。我们在第四章和第五章所讨论的集中参数器件，就是按照这种观点来进行设计和选择磁芯的。

要按照上述传统观点，通过提高 μ' 来保证射频宽带器件的性能是不可能的。因为几乎所有的软磁铁氧体在射频工作时的 μ' 都比较低。而 μ'' 还能保持比较高的数值。而 μ'' 是否能对射频宽带器件的性能有所帮助呢？我们可以根据图6-4所示的磁滞回线的面积随 μ'' 的变化规律来予以解释。该图中纵坐标表示归一化磁感应强度，横坐标表示归一化磁场强度，该图表示 μ' 为一定值， μ'' （即损耗 δ_m ）为不同值时的磁滞回线的面积。由图6-4可见， $\delta_m=0$ （ $\mu' \gg \mu''$ ）和 $\delta_m=90^\circ$ （ $\mu'' \gg \mu'$ ）时，磁滞回线的面积都为最小； $\delta_m=45^\circ$ （ $\mu' = \mu''$ ）时，磁滞回线的面积最大。因此，从磁损耗的角度来看， $\mu' \gg \mu''$ （ $\delta_m=0$ ）和 $\mu'' \gg \mu'$ （ $\delta_m=90^\circ$ ）的效果是一致的，都能保证磁损耗为极小。而实际器件磁芯的作用是限制磁化电流， μ' 和 μ'' 对此都能产生作用。磁化电流要受到 μ'' 的限制，即磁化电流与 μ'' 成反比， μ'' 愈大，磁损耗就愈小。所以，当工作频率远高于截止频率时，由于 μ' 一般比较小，如能使 μ'' 保持较高的值，对于保证射频器件的性能是有利的。

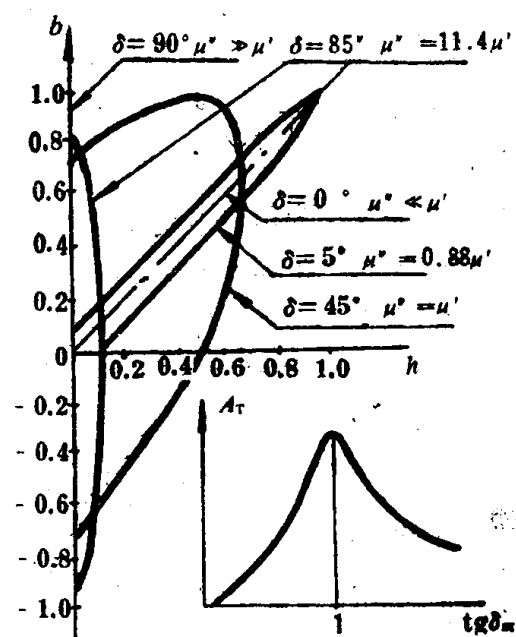


图6-4 μ' 为常数时，归一化磁滞回线随 μ'' 的变化

§ 6.2 射频宽带扼流圈磁芯

在电感线圈中通过不同频率的电流时，将呈现不同大小的感抗。对频率低的电流，呈现的感抗低；对于频率高的电流，呈现的感抗高。这说明，电感线圈具有抑制高频信号的作用。通常称这种器件为扼流圈。

扼流圈的使用十分广泛，不仅能用来消除外界的干扰信号和由于各级电路共用一个电源而引起的耦合作用；而且为了消除电路内部产生的自激，增加电路的稳定性，也要使用大量的扼流圈。

一、射频宽带扼流圈的特性

交流电流通过扼流圈时的阻抗为

$$Z = R + jX$$

式中

$$R = \omega L_0 \mu'', \quad X = \omega L_0 \mu'$$

磁芯的 μ' 和 μ'' 都对提高扼流圈的阻抗有贡献。如果磁芯的品质因数很高，损耗很小（ $\mu'' \ll \mu'$ ），此时的扼流圈相当于一个纯电感，电流通过这种线圈时，电能转变成磁场能，储存在磁芯之中，而磁场能与 μ' 成正比。由于纯电感不消耗能量，所以，品质因数高的扼流圈并不能消耗或吸收干扰信号。而用 μ' 高的磁芯制成的扼流圈之所以能抑制高频干扰信号，实际上是通过旁路电容将它释放掉的。磁芯 μ' 的作用仅是增大扼流圈的感抗，对干扰信号起到抑制作用。

如果磁芯的损耗很大， $\mu'' \gg \mu'$ ，此时扼流圈接近一个纯电阻， $R = \omega L_0 \mu''$ 。由电阻吸收干扰信号的能量，变成热量。磁芯 μ'' 的作用不仅能够增大扼流圈的阻抗，抑制干扰信号，而且还能吸收干扰信号的能量，将电能转变成热能。所以，当磁芯的 μ' 相等时， μ'' 大的磁芯有利于抑制和吸收干扰信号的能量。

扼流圈抑制干扰信号能量的频率范围决定于所用磁芯磁导率的频率特性。根据式(6-12)，磁芯的磁导率为

$$\mu - 1 = \frac{S}{f_r + jf} = \frac{\mu_r f_r}{f + jf}$$

磁芯线圈的阻抗增量为

$$\Delta Z = j\omega L_0 (\mu - 1) = \Delta R + j\Delta X \quad (6-14)$$

式中，电阻增量和电抗增量分别为

$$\Delta R = \frac{2\pi\omega^2 L_0 S}{\omega_r^2 + \omega^2} \quad (6-15)$$

$$\Delta X = \frac{2\pi\omega\omega_r L_0 S}{\omega_r^2 + \omega^2} \quad (6-16)$$

上式中把 $2\pi f$ 记作 ω ，把 $2\pi f_r$ 记作 ω_r 。阻抗增量的绝对值为

$$|\Delta Z| = \frac{2\pi\omega L_0 S}{\sqrt{\omega_r^2 + \omega^2}} \quad (6-17)$$

对于一定的材料, ω_r 是一定的。改变工作角频率 ω 时, 扼流圈的阻抗特性可以分成以下三种情况。

(I) 工作角频率远低于截止角频率, 即 $\omega \ll \omega_r$ 时, 有

$$\Delta R = 2\pi L_0 S \frac{\omega^2}{\omega_r^2}$$

$$\Delta X = 2\pi L_0 S \frac{\omega}{\omega_r}$$

所以

$$\Delta R \ll \Delta X, \Delta Z \approx \Delta X$$

此时的扼流圈相当于一个电抗器, 它只能抑制干扰信号, 但不能吸收和消耗干扰信号的能量。

(II) 工作角频率与截止角频率接近, 即, $\omega \approx \omega_r$ 时有

$$\Delta R = \Delta X = \pi L_0 S \quad |\Delta Z| = \sqrt{2} \pi L_0 S$$

扼流圈的阻抗由 ΔR 与 ΔX 共同决定。

(III) 工作角频率远高于截止角频率, 即 $\omega \gg \omega_r$ 时, 有

$$\Delta R = 2\pi L_0 S$$

$$\Delta X = 2\pi L_0 S \frac{\omega_r}{\omega}$$

所以

$$\Delta R \gg \Delta X, \Delta Z \approx \Delta R$$

此时的扼流圈接近于一个电阻器, 它不仅能抑制而且能吸收干扰信号的能量。

由上述讨论可见, 一个扼流圈的阻抗特性与工作频率有关。要提高吸收高频干扰信号的效果, 扩宽工作频带, 必须使工作频率远高于截止频率或选择截止频率低的材料作磁芯。图6-5表示由三种截止频率不同的磁芯制成的扼流圈的阻抗随频率变化的理论值和实测值。由图中三组曲线进一步表明, 扼流圈的工作频率远低于截止频率时, 阻抗随频率线性增加; 而工作频率远高于截止频率时, 扼流圈的阻抗与频率几乎无关。

图中曲线所示从500MHz开始跌落是由于扼流圈本身的分布电容对高频形成了低阻抗通路的原因。

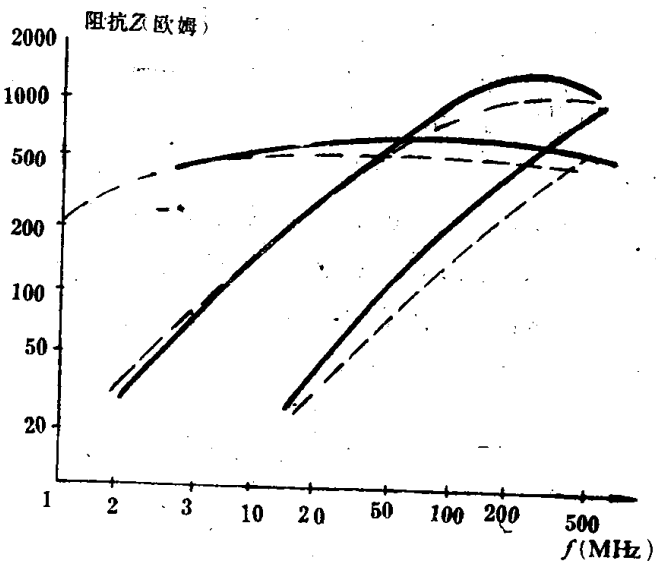


图6-5 扼流圈阻抗随频率变化的理论值和实测值

二、扼流圈的交流阻抗与频率、偏场的关系

扼流圈磁芯通常是在一个较强的直流磁场和一个较弱的交流磁场同时作用下工作的。扼流圈抑制高频信号的能力决定于磁芯的可逆磁导率 μ_r , 而 μ_r 随直流磁场的增大而下降。图6-6表示不同成分的镍锌铁氧体的可逆磁导率随直流偏磁场的变化。磁导率愈高的材料, 对偏磁场的作用愈灵敏。在实际工程应用中, 偏置磁场往往不可避免, 为了减缓偏磁场对 μ_r 的影响, 可以在磁芯磁路中引入适当长度的气隙或用适当高矫顽力的永磁

片插入到磁路中，以便改变磁芯的工作点，保证足够大的 μ_r 值。

扼流圈的交流阻抗要大，直流阻抗要小。由于器件的工作频率范围很宽，使铁氧体磁芯的 μ_r 不仅随直流偏场而变化，亦要随频率而变化。因此，宽频带扼流圈的交流阻抗既要受直流偏置磁场影响，又要随频率而变化。图6-7表示不同测量频率下得到的铁

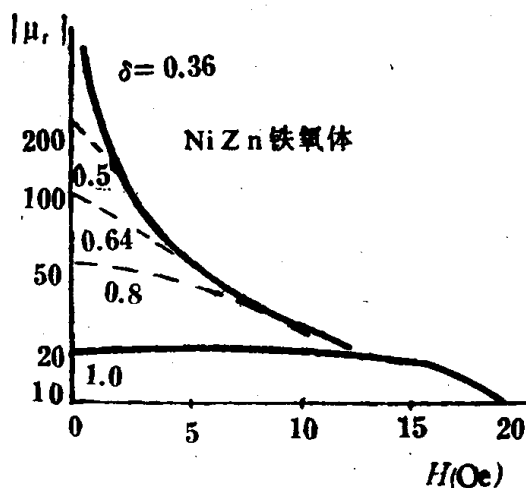


图6-6 不同成分的镍锌铁氧体的磁导率随直流偏磁场的变化

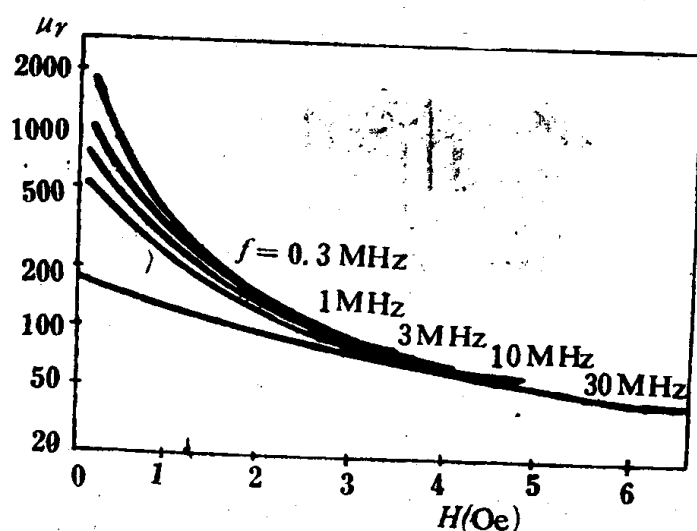


图6-7 在不同测量频率下，铁氧体磁芯的 μ_r 随偏场的变化

氧体磁扼的 μ_r 随偏场的变化。测量频率比截止频率低得多以及偏场比较小时，可逆磁导率 μ_r 随偏磁场的增大而迅速下降。如果测量频率比截止频率高得多，则 μ_r 的下降变得缓慢， μ_r 随频率和偏场变化的另一个特点是，不同频率下的可逆磁导率的大小随着直流偏磁场的增大而趋向同一个值。扼流圈的交流阻抗决定于磁芯的可逆磁导率 μ_r 。可以根据 μ_r 随频率和偏场的变化规律，推出交流阻抗的变化规律：工作频率较低时，交流阻抗随偏场的增大而迅速下降；工作频率提高，则交流阻抗的下降变得缓慢；频率更高时，交流阻抗趋向某一个恒定值。

三、扼流圈磁芯及典型应用

扼流圈磁芯的品种繁多、形状不一。前面各章介绍的磁芯都可以作为扼流圈磁芯，此外，还有垫圈状磁芯，管状磁芯，多孔磁芯以及珠状磁芯等。下面分别介绍它们的特性及典型应用。

1. 垫圈状磁芯及其应用

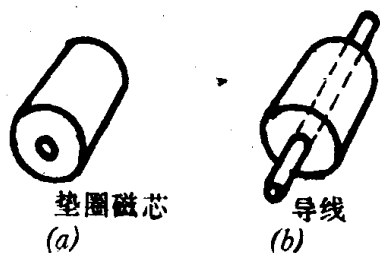


图 8 垫圈状磁芯的外型及等效电路

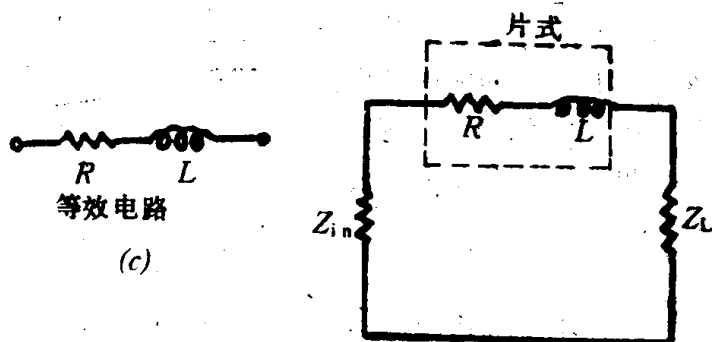


图6-9 垫圈磁芯与交流电压串联后的电路

垫圈状磁芯与普通的环形磁芯一样，都是圆形的，但是它们的尺寸比例有明显不同。垫圈磁芯的高度与外径之比要比环形磁芯的大，而内径与外径的比值比环形磁芯的小得多。图6-8表示了垫圈状磁芯的外形及等效电路。图中(a)表示单个磁芯的形状；(b)表示用单根导线穿过磁芯的状况；(c)表示磁芯的等效电路；其中 R 表示磁芯的损耗， L 表示磁芯的电感量。磁芯线圈与交流电压串联后的电路如图6-9所示。图6-10

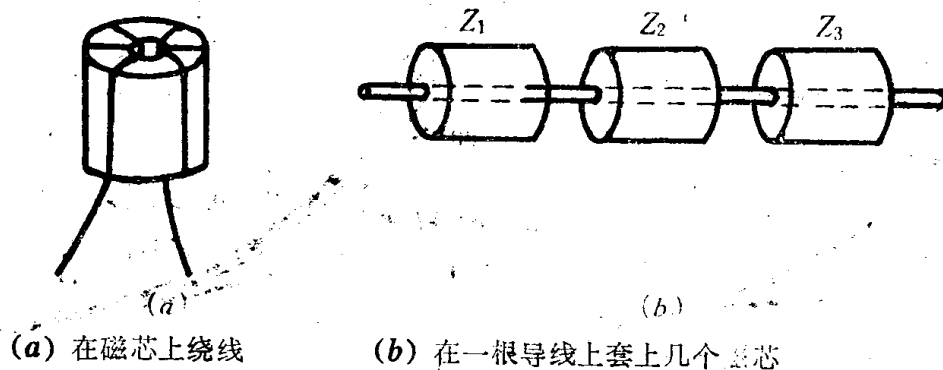


图6-10 提高垫圈磁芯电感量的方法

表示提高垫圈磁芯电感量的方法。在导线上套一个或多个垫圈磁芯，提高扼流圈的阻抗，用来抑制某一频率或某一频段的能量。抑制的效果决定于磁芯的磁导率、尺寸以及所要抑制的能量的频率范围。为了进一步提高垫圈磁芯的阻抗，可以在磁芯上绕数匝线圈，如图6-10(a)所示。

提高垫圈磁芯电感量的一个有效途径是在磁芯上制作两个或多个孔，称为多孔磁

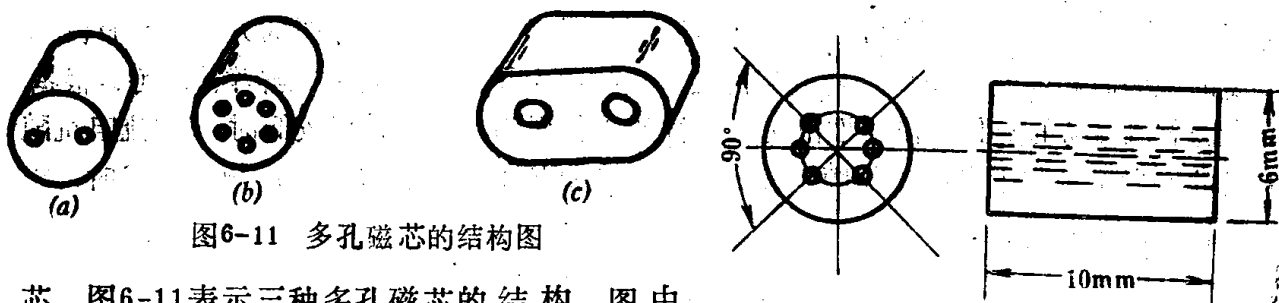


图6-11 多孔磁芯的结构图

芯。图6-11表示三种多孔磁芯的结构。图中(a)和(b)所示的磁芯孔一般只能穿过一根导线。图6-12表示六孔磁芯的穿线方法。其中(a)表示导线穿过五个孔、共绕两匝半线圈，导线分别从两端引出；(b)表示两根导线分别穿过三个孔，每个绕组有一匝半线圈。如果将绕组的相应端短接，成为一个绕组，共三匝线圈。六孔磁芯扼流圈的电感、电阻以及阻抗的增量随频率的变化如图6-13所示。

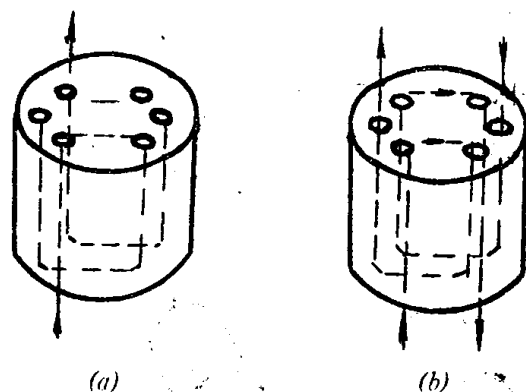


图6-12 六孔磁芯的穿线方法

如果要在一个孔中绕数匝线圈。可以采用图6-11(c)所示的双孔磁芯。这种磁芯中的两个孔的直径大，主要用作传输变压器磁芯。

一种超小型的垫圈磁芯的阻抗、电感及电阻随频率变化的典型曲线如图6-14所示。该图磁芯材料的静态起始磁导率约为5000。

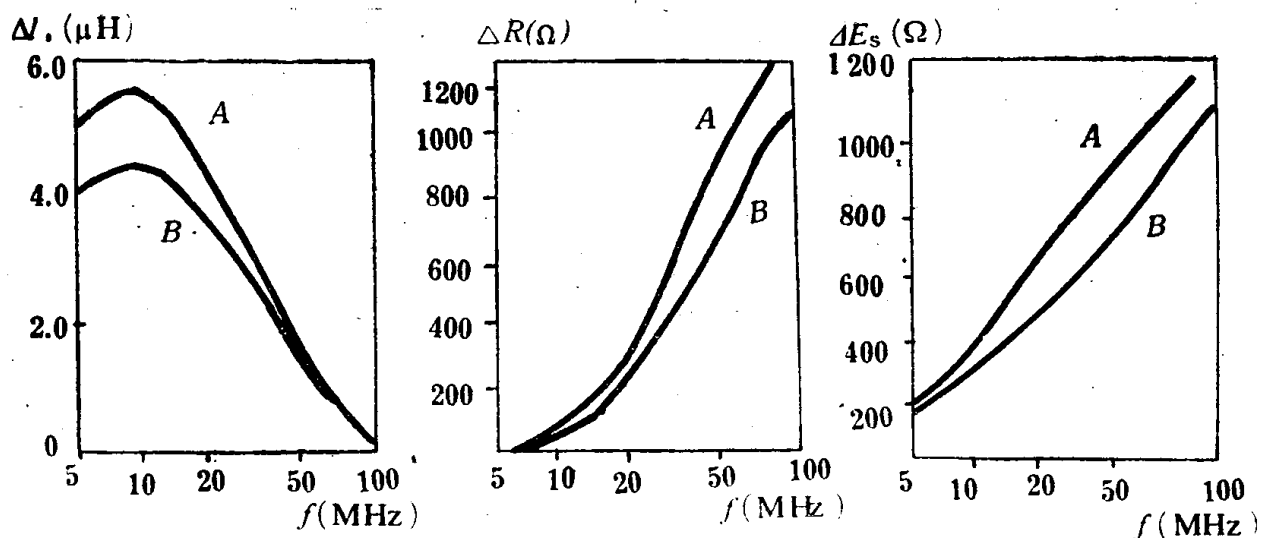


图6-13 六孔磁芯扼流圈的电感、电阻以及阻抗的增量随频率的变化
在电路中插入扼流圈可以抑制干扰信号，与此同时要引入插入损耗。可以按照图

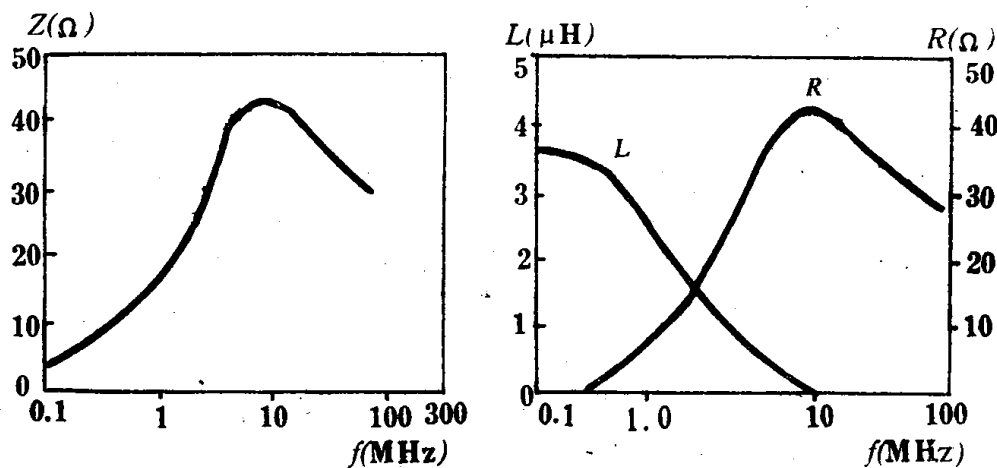


图6-14 一种超小型垫圈磁芯的阻抗、电感及电阻随频率的变化

6-15所示的电路测量其插入损耗。设 E_L 为未插入扼流圈时负载两端的电压， E_{LB} 为插入扼流圈以后，在负载两端的电压，则扼流圈的插入损耗为

$$L = 20 \times 1g \frac{E_L}{E_{LB}} \quad (6-18)$$

可以根据图6-15的电路结构及其相应的元件值，计算插入损耗。

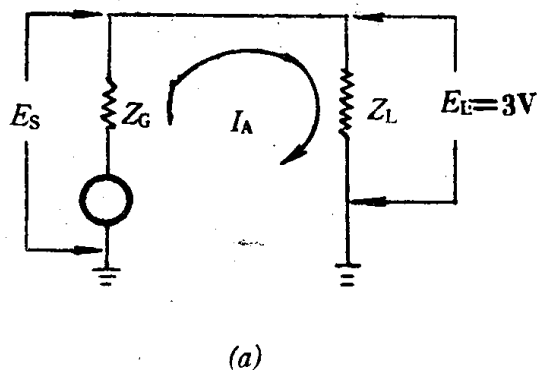


图6-15 确定扼流圈插入损耗的电路图

E_s 为电源压，

I_A 为未引入扼流圈时的回路电流；

I_B 为引入扼流圈时的回路电流；

Z_G 为电源阻抗；

Z_B 为扼流圈阻抗；

Z_L 为负载阻抗。

可以从下列关系式得到插入损耗与电路元件的关系。

$$E_L = I_A Z_L = \frac{E_s}{Z_G + Z_L} Z_L$$

$$E_{LB} = I_B Z_L = \frac{E_s}{Z_G + Z_B + Z_L} Z_L$$

插入损耗 L 为

$$L = 20 \times 1g \frac{E_L}{E_{LB}} = 20 \times 1g \frac{\frac{E_s Z_L}{(Z_G + Z_L)}}{\frac{E_s Z_L}{(Z_G + Z_B + Z_L)}}$$

$$= 20 \times 1g \frac{Z_G + Z_B + Z_L}{Z_G + Z_L}$$

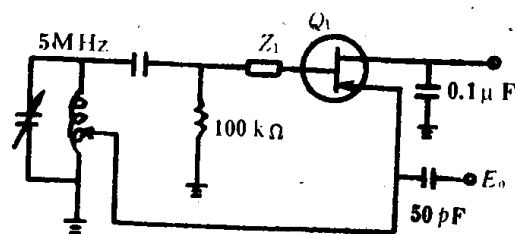
(6-19)

可见，插入损耗与扼流圈阻抗 Z_B ，电源阻抗 Z_G 以及负载阻抗 Z_L 有关。若已知电源阻抗及负载阻抗，就可以根据规定的插入损耗 L ，确定磁芯阻抗。

作为扼流圈用的垫圈状磁芯的典型应用为

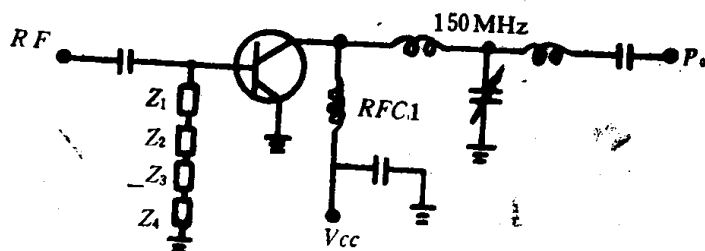
(1)抑制自激振荡

不少射频电路很容易产生“自激”，又称寄生振荡。例如，使用截止频率高的双极型晶体管时，这种自激更易产生，加上电路引线的影响，使自激振荡加剧。



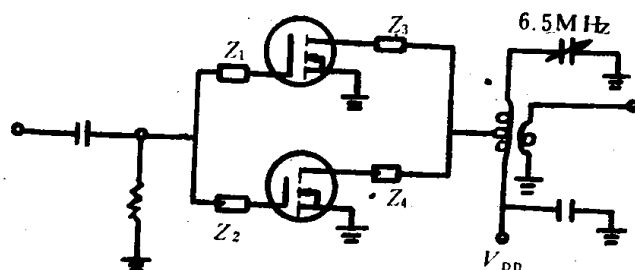
(a) 振荡器

(a) 抑制高频振荡



(b) VHF放大器

(b) 降低基极阻抗



(c) HF功率放大器

(c) 抑制寄生振动

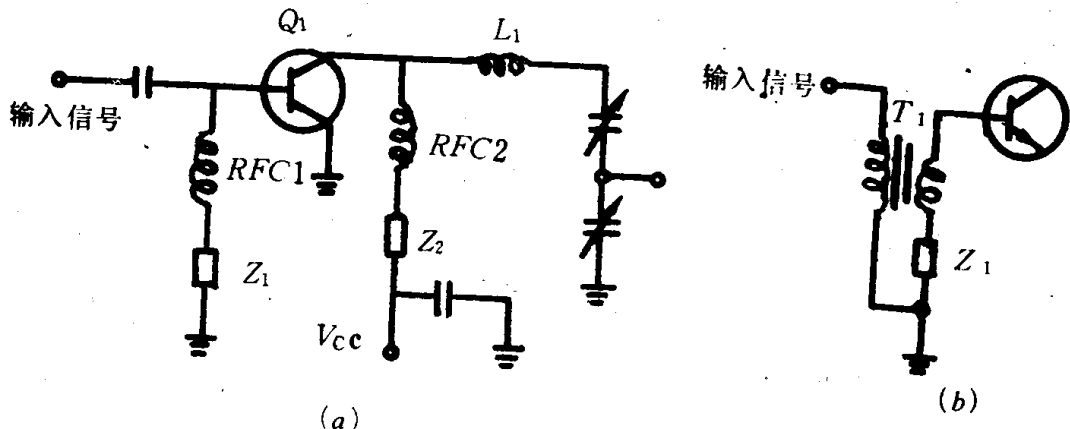
图6-16 垫圈状磁芯的应用

为了消除振荡，在晶体管的漏极和基极处直接接入一个或多个垫圈状磁芯扼流圈。

图6-16所示的电路结构采用了用垫圈磁芯抑制“自激振荡”的方法：(a)表示用磁芯扼流圈抑制高频振荡；(b)表示用磁芯降低基极阻抗；(c)表示用磁芯抑制寄生振荡。

(2)降低电路的品质因数（Q值）

如果用高Q值的螺管线圈或单层射频线圈作射频功率放大器的负载时，很容易引起



(a) 降低电路的Q值 (b) 提高放大器的稳定性

图6-17 用垫圈磁芯制成的扼流圈Z₁的作用

自激。图6-17(a)所示的射频功率放大器，用了两个常规的射频扼流圈RFC₁和RFC₂，由于扼流圈与电路的分布电容 构成的共振电路，产生自激振荡，使工作 不稳定。解决这个问题的方法是用两个垫圈磁芯制成的宽频带扼流圈Z₁和Z₂，分别与RFC₁和RFC₂串联，使RFC₁和RFC₂的Q值降得很低，从而消除了自激。用于Z₁和Z₂的磁芯都是超小型的。在安装时Z₁和Z₂应尽量靠近扼流圈RFC₁和RFC₂。

图6-17(b)表示在变压器耦合电路中，使用垫圈磁芯，降低Q值的方法。将一个或几个高磁导率的垫圈状磁芯置于变压器次级的引线端附近，可以大大提高 放大器的稳定性。

(3)作为去耦元件

电路的工作频率在超高频或更高的频率范围时，采用垫圈磁芯作为射频滤波网络的

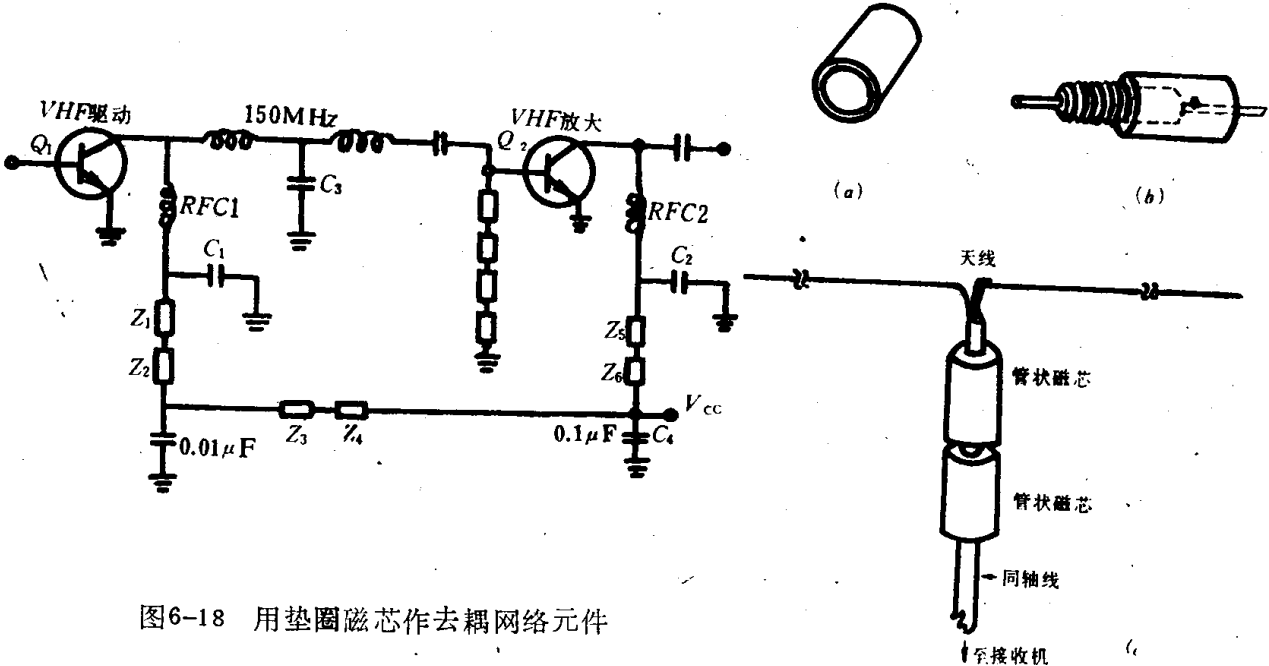


图6-18 用垫圈磁芯作去耦网络元件

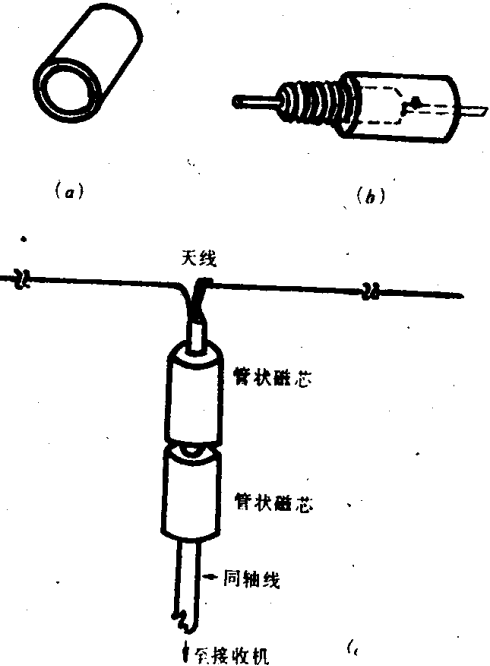


图6-19 管状磁芯的外形及典型应用

去耦元件是很有效而且很经济的。图6-18表示在直流电源供电电路中，采用了射频宽带扼流圈 Z_3 和 Z_4 ，构成了射频去耦网络，可以对各级去耦。应用于这些场合的垫圈磁芯的 Q 从125~950较合适。

多孔的垫圈磁芯可以用来提高电感量。其总电感量等于各个单孔磁芯的电感量相加。要做到这一点，就要求每匝线圈都要穿过磁芯中的每一个孔。

2. 管状磁芯及其应用

管状磁芯的外形与垫圈磁芯相似。但是，管状磁芯的管壁比较薄，长度比较长。管状磁芯用于沿轴向引线的电感器时，可使电感量提高2~10倍。图6-19表示管状磁芯的外形及典型应用。图中(b)表示管状磁芯与螺管磁芯组装而成的射频宽带扼流圈。

除了提高电感量以外，管状磁芯还可以起到屏蔽和保护线圈的作用。管状磁芯管壁的厚度约为外径的120%。通常用挤压法制成长管，然后按要求的长度切割，再进行烧结。磁芯的 μ_r 从40~1200，尺寸范围外径为3~26mm，长度为4~52mm。

管状磁芯的另一种应用场合是在同轴传输线中作为去耦磁芯，限制射频能量沿同轴线的外导体向外散溢。图6-19(c)表示其结构。

与垫圈状磁芯一样，可以将管状磁芯套在导线的某一位置上，起到提高阻抗，抑制干扰的作用。

3. 珠状磁芯

珠状磁芯呈球形，由于尺寸小，通常称为珠状磁芯。在磁芯的中间部位有一个穿孔，以便布线。图6-20为珠状磁芯示意图。在电路的某个交点上。例如，在晶体管的管脚处套上这种磁芯，作为扼流圈，不占额外空间，又比较美观。随着元件小型化和电路的集成化，这种珠状磁芯的使用领域将会日益扩大。

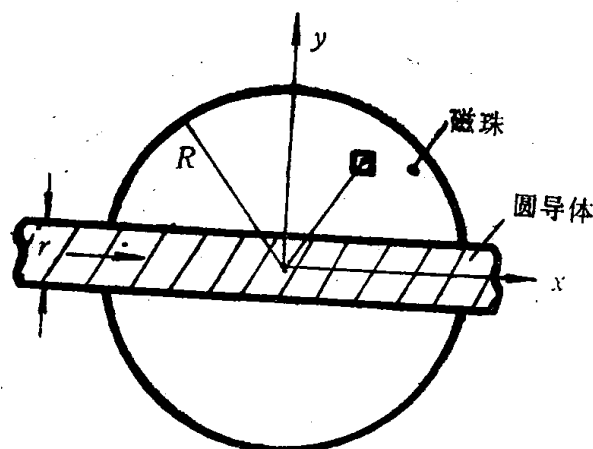


图6-20 珠状磁芯

下面，我们来计算使用珠状磁芯以后所能增加的电感量。设磁芯的直径为 $2R$ ，穿孔的直径为 $2r$ ，磁导率为 μ ，如果在导线中通过磁化电流为 I ，根据电动力学，磁芯的电感量为

$$L = \frac{\Phi}{I}$$

式中， Φ 是由 I 产生的磁通量，它等于

$$\Phi = BS = \mu HS$$

式中， S 为 Φ 穿过的面积， H 为磁场强度。在 $x=0$ ，离开导线为 x 、 y 处的某一点上的 H 为

$$H = \frac{y}{2I}$$

穿过元面积 $dS = dx dy$ 的磁通量为 $d\Phi$

$$d\Phi = \frac{2\mu I}{y} dS = \frac{2\mu I}{y} dx dy$$

电流 I 在磁芯内产生的总磁通量 Φ 为

$$\Phi = 2 \int_a^b \int_c^d \frac{2\mu I}{y} dx dy$$

变量 x 和 y 的积分区间分别为： x 从 $a=0$ 到 $b=\sqrt{R^2-x^2}$ ， y 从 $c=r$ 到 $d=\sqrt{R^2-y^2}$ 。

由此得到电感量 L 为

$$L = \frac{\Phi}{I} = 2\mu R \left[\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}} - 2\sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2} \right] \times 10^{-9}$$

当 $r^2 \ll R^2$ 时，上式可以简化为

$$L = 4\mu R \left[\ln \frac{2R}{r} - 1 \right] \times 10^{-9}$$

或

$$L = 4\mu R \ln \left(0.736 \times \frac{R}{r} \right) \times 10^{-9}$$

假定一个珠状磁芯的外径为2mm，孔径为0.63mm， $\mu=2000$ ，根据上式计算得到电感量的增量为 $L=0.7\mu\text{H}$ 。

四、扼流圈磁芯的设计原则

1. 磁芯材料的选择

对扼流圈磁芯材料的要求是，起始磁导率 μ_i 高，饱和磁感应强度高。因为 μ_i 高的材料损耗一般也较高，截止频率低，有利于抑制并吸收高频干扰信号。而 B_s 高的材料不容易饱和，有利于缩小磁芯的尺寸。与此同时，还必须考虑材料的居里温度。因为磁芯在工作过程中将电能转变成热能，使温度升高。磁导率高的材料，居里温度低，这种材料，亦容易把电能转换成热能，使磁芯本身的温度迅速升高。如果磁芯的温度接近甚至达到居里点， B_s 会大大下降甚至失去磁性，使器件损坏。对于直流比较大，交流阻抗要求高以及抑制频带较宽的磁芯，必须选用居里温度高的材料，同时注意散热。

在选用高起始磁导率材料作磁芯时，必须同时考虑直流偏磁场的影响。因为磁导率高的材料，对偏磁场特别敏感，即使是很弱的直流偏磁场，亦会引起可逆磁导率的严重下降。大大降低交流阻抗。可逆磁导率随偏磁场的下降还与工作频率有关。实验证明，工作频率高于几十兆赫时，可逆磁导率随偏磁场的下降没有低频时那样明显。铁氧体的可逆磁导率在低频范围随偏磁场的下降是迅速的，而在高频范围则比较缓慢。

扼流圈在不同频率下工作时，应选用磁导率不同的材料，例如：

工作频率低于40MHz时， $\mu_i = 2500 \sim 5000$ ；

工作频率在40~200MHz时， $\mu_i \approx 850$ ；

工作频率高于200MHz时， $\mu_i \approx 250$ 。

2. 电感量的确定

扼流圈的阻抗，与工作频率有关。工作频率远低于截止频率时，阻抗随频率线性增加；工作频率超过截止频率时，阻抗与工作频率基本无关。因此，只要扼流圈的阻抗在下限频率能满足要求，那么在高频端就定能满足要求。扼流圈的匝数应根据下限频率来确定。

扼流圈的交流阻抗是根据电源负载和对干扰信号的抑制要求来确定的。在计算过程中,若扼流圈的交流阻抗偏低,就达不到要求的抑制度;相反,交流阻抗过高,就需要较多的匝数,这样使直流电阻增大,增大了插入损耗及其分布参数;而且容易引起磁芯饱和,这导致扼流圈的交流阻抗下降。因此,必须根据要求,适当确定匝数。

§6.3 传输线变压器磁芯

一、概 述

电子变压器有三种类型。发展最早、应用范围最广的就是在第四章和第五章讨论过的变压器。这些变压器都是用普通导线绕在磁芯上构成的,称为集中参数变压器。这类变压器的通频带的宽度决定于分布参数的大小。要得到宽频带传输,必须增大磁化电感,降低漏电感。显然这是不能兼顾的,所以,集中参数变压器的绝对带宽不可能做得很宽。

第二种类型的变压器是由分布参数的传输线段构成的阻抗变换器。它与一般变压器一样,具有变换阻抗的功能。这种传输线段阻抗变换器实际上是一种高频阻抗变换器,有两个特点:第一,传输线段的特性阻抗与被变换的两个阻抗有关,等于它们的几何平均值;第二,传输线的长度与工作波长相接近。一般情况下,取线长等于四分之一波长。工作频率较低时,器件的尺寸势必较大,而且这种器件的相对带宽不可能宽,是一种窄带器件。

第三种类型的变压器是传输线变压器,它具有非常宽的传输频带,满足了宽频带阻抗变换的要求。例如,从低频到微波之间的整个频率范围内,是一个丰富的资源领域,电视、广播、通信等都在这个频率范围内工作,急需各种射频宽带器件来完成阻抗变换、能量传输等功能。由于集中参数变压器不可能完全避免漏电感和分布电容的影响,因而就不可能用一个集中参数变压器在如此宽的频带范围内,完成阻抗变换等功能。对于分布参数传输线段阻抗变换器来说,由于传输线的长度与工作波长相接近,所以更不可能实现宽频带阻抗变换。而传输线变压器正是为了解决这个矛盾而开发的一种宽频带器件。

传输线变压器是用扭绞双线,同轴线或三线等传输线绕在磁芯上构成的,因而,可以把它看作集中参数变压器和分布参数传输线段阻抗变换器相结合的器件。这种器件既吸收了分布参数传输线段变换器上限工作频率高等优点,又保持了集中参数变压器尺寸小、相对带宽大的优点。由此可见,传输线变压器具有以下三个特点:

(I)工作频率范围很宽,下限频率为几十千赫,上限频率与具体的变换方式有关,典型值约为几百兆赫,最高的可达几千兆赫。

(II)相对带宽很宽,可达9个倍频程(约3个数量级),个别的可达5个数量级以上。

(III)器件的尺寸小,低功率器件的体积一般不会超过 1cm^3 。

传输线变压器虽有工作频率高,传输频带宽以及体积小等优点,但是,也有某些不足之处,例如:

(I) 只适合作低阻抗的阻抗变换器。由于传输线变压器的绕组是用传输线绕制的, 一般传输线的阻抗并不高。如果需要进行高阻抗的变换, 则必须采用具有高特性阻抗的传输线。而高阻抗的传输线的尺寸大, 频带窄, 上限频率又低。

(II) 由于使用传输线作绕组, 阻抗比只适用于作整数的平方比变换。对于非整数平方比的变换则比较困难。

二、传输线变压器的特点

如前所述, 传输线变压器具有工作频率高、传输频带宽的特性, 这是由于存在下列特点而得到的。

第一, 传输线变压器的初级绕组常常是次级绕组的一部分, 即使不是这样, 初级与次级绕组的位置总是十分靠近的, 因而电流流过初级绕组时, 所产生的磁通基本上都能穿过次级绕组, 没有漏磁通, 所以, 可以忽略漏电感。

第二, 用扭绞双线、平行双线等传输线所绕制成的传输线变压器的各个绕组的空间关系是, 传输线之间的距离要比每匝线圈的距离小, 所以, 电场能量几乎集中在传输线之间。而各个传输线分别形成了初级绕组或次级绕组, 所以, 电容分布在初、次级绕组之间。由于传输线之间的电容是均匀分布的, 所以, 传输线变压器的分布电容也是均匀分布的。

第三, 从传输线理论可知, 器件的传输特性决定于传输线的特性阻抗及分布参数。由于传输线变压器的漏电感可以忽略。分布电容又是均匀分布的, 而且有可能在确定传输线的特性阻抗和变换电路时, 加以利用。所以, 变压器的性能仅由所用传输线的特性阻抗来决定。这样就有可能用单独调整特性阻抗的方法, 得到宽频带传输的器件。

第四, 可以从理论上证明, 当传输线的特性阻抗等于它所转换的两个端头处的阻抗的几何平均值时, 负载可以从电源得到最大的输出功率, 而且输出功率与频率无关。

三、传输线变压器的种类

目前广为应用的传输线变压器主要是双线传输线变压器和三线传输线变压器。

1. 双线传输线变压器

双线传输线变压器的绕组都是用扭绞线、同轴线或带状线绕制成的。这些器件可用来作: 1:1 隔离变换; 1:1 不平衡-平衡变换; 双线 1:4 变换; 对称双线 1:4 变换; 成对双线 1:9 变换等。

例如, 很多电路中常常有交、直流同时通过。如果希望让高频信号通过而把直流或低频电流断开, 可以用两种方法: 第一, 串联一个电容器, 以隔开直流。这种方法比较简单, 但是, 电容器的交流阻抗是随频率变化的, 如果器件的工作频带很宽, 则电容器的交流阻抗有很大的变化, 影响了传输效果。故可用一个隔离直流的传输线变压器来完成。

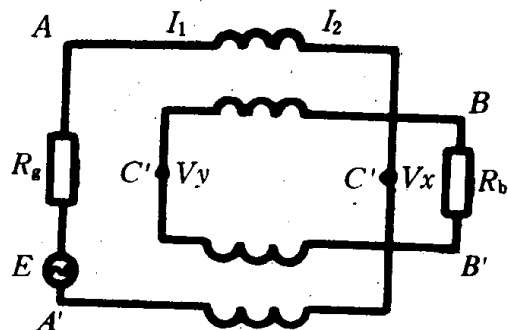


图6-21 1:1 隔离直流传输线变压器

图6-21为1:1传输线变压器的隔直交换电路。它是用两根相同的传输线绕在铁氧体

磁芯上构成的。图中 E 为电源电压； R_s 为电源内阻； R_L 为负载电阻。如果 A' 和 B 接地，则电路为不平衡-不平衡变换；如果 A' 和 B' 接地，则为倒相变换，这里 B 为输出端；如果 C 和 C' 接地，则为平衡-平衡变换，这里 $A-A'$ 为平衡输入端， $B-B'$ 为平衡输出端。

可以证明，这种结构的传输线变压器的最佳传输条件为

$$Z = Z_0 = \frac{1}{2} \sqrt{R_s R_L}$$

$$R_s = R_L$$

如能满足上述条件，电源的输出功率为

$$P = \frac{E^2}{4R_s}$$

器件满足最佳传输条件时，传输损耗很小，输出功率与频率、传输线的长度无关。这里所指的最佳传输条件是，传输线的特性阻抗为负载电阻值的二分之一。这是因为，上、下两根传输线的输入和输出端都是串联的。因此，每根传输线的特性阻抗是负载电阻（亦是电源内阻）的二分之一时，才满足匹配的要求。

隔直变压器磁芯必然受到直流电流作用，必须注意磁芯的饱和以及由此造成的磁化电感的下降问题。

2. 三线传输线变压器

如上所述，传输线变压器之所以能传输宽频带信号，其主要条件是，所用传输线的特性阻抗要满足理论要求。虽然，从理论上讲，总是可以得到具有任意特性的阻抗传输线的，但是，在工程应用中的传输线，既要能方便绕制成变压器的绕组，又要精确满足所要求的最佳特性阻抗，往往会遇到不少困难。而三线传输线变压器对三线传输线的要求与对双线传输线的要求有较大的不同，有了三线变换就使阻抗变换器的设计灵活得多。

三线传输线变压器是由扭绞三线绕在磁芯上构成的。只要铁氧体磁芯和三线传输线选择得当，三线传输线变压器也可以达到宽频带和多功能的目的。例如，三线的1:2.25不平衡变换，在低功率和几百兆赫以下，带宽系数可达10个倍频程以上。典型的双线传输线变压器只能作1:1，1:4和1:9三种阻抗变换。如果要作其他变换，就要采用外接绕组或采用具有复杂结构的传输线变压器。而三线传输线变压器，由于可用作1:2.25的变换，它与1:2变换的要求比较接近。因此，根据1:2.25的变换，它与1:2变换的要求比较接近。采用两只三线1:2.25变换的级联可以得到约1:5的变换。所以，三线传输线变压器在一定程度上丰富了传输线变压器阻抗变换的内容。

三线传输线变压器可以进行下列阻抗变换：三线1:2.25不平衡变换，三线1:4倒相变换，三线1:9不平衡变换，三线1:1不平衡-平衡变换以及三线偶模1:4不平衡-平衡变换等。

有关双线和三线传输线变压器的论述请参考：参考书12

四、对磁芯的技术要求

射频宽带器件磁芯是一切射频宽带器件的基础。磁芯材料的选择以及磁芯尺寸的确定对于器件的性能有决定的影响。下面先叙述磁芯在器件中的作用，明确对磁芯的技术要求，然后讨论磁芯材料的选择和磁芯尺寸的确定。

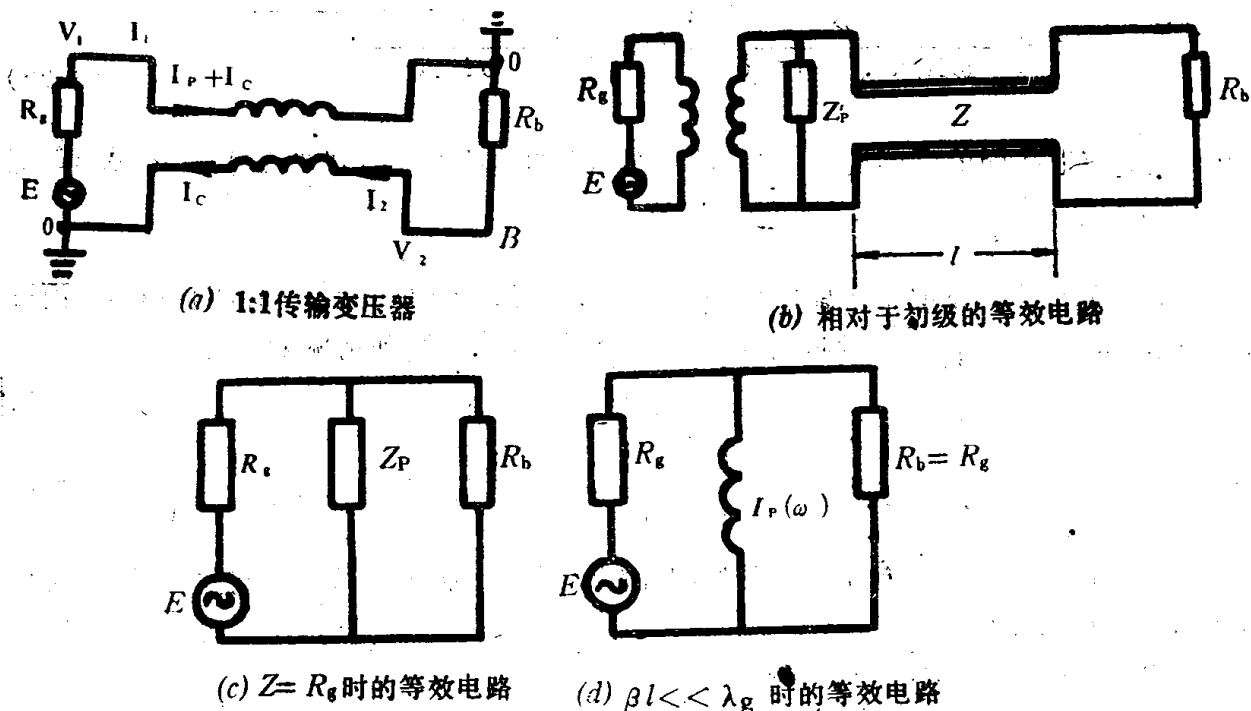


图6-22 1:1传输线变压器等效电路

1. 对低功率磁芯的技术要求

现在以图6-22 (a) 所示的1:1倒相传输线变压器为例, 先讨论磁芯的作用。图6-22 (b) 表示相对于初级的等效电路图。如果等效电路所描述的是理想变压器, 传输线具有最佳特性阻抗而且是无耗的, 则图6-22 (b) 可以等效成图6-22 (c)。如果工作频率不太高, 传输线的长度比波长短得多, 绕组分布电容可以忽略不计, 则图6-22 (c) 又可以等效成图6-22 (d)。根据图6-22 (d), 可以求得被负载吸收的功率 P 为

$$P = \frac{E^2}{4R_g \left| 1 + \frac{R_g}{2\omega j L_p} \right|^2} \quad (6-20)$$

式中 $L_p = L_0(\mu' - j\mu'')$

将 L_p 表示式代入式(6-20)后得

$$P = \frac{E^2}{4R_g \left[1 + \frac{\mu'' R_g}{\omega L_0(\mu'^2 + \mu''^2)} + \frac{R_g^2}{4\omega^2 L_0^2(\mu'^2 + \mu''^2)} \right]}$$

传输系数

$$T = \frac{P_{max}}{P} = 1 + \frac{\mu'' R_g}{\omega L_0(\mu'^2 + \mu''^2)} + \frac{R_g^2}{4\omega^2 L_0^2(\mu'^2 + \mu''^2)} \quad (6-21)$$

或写为

$$T = 1 + \frac{R_s}{\omega L_0 \mu' (1 + \operatorname{tg}^2 \delta_m)} \left(\operatorname{tg} \delta_m + \frac{R_s}{4\omega L_0 \mu'} \right) \quad (6-22)$$

式中, L_0 为空芯线圈的电感量(亨); μ' 为磁导率的实数部分; μ'' 为磁导率的虚数部分; $\operatorname{tg} \delta_m = \frac{\mu''}{\mu'}$ 。

上式中磁导率实部 μ' 对传输损耗的作用比较明显, 即 μ' 越大, 传输损耗越小。而磁导率的虚部 μ'' 对传输损耗的贡献比较复杂, 可以分成以下两种情况来讨论:

如果 $\mu'' \ll \mu'$ (即 $\operatorname{tg} \delta_m \ll 1$), 则式 (6-21) 为

$$T = 1 + \frac{R_s \mu''}{\omega L_0 \mu'^2} + \frac{R_s^2}{4\omega^2 L_0^2 \mu'^2} \quad (6-23)$$

式(6-23)表明, 磁芯损耗很小时, 传输损耗随 μ' 的增大而迅速减小, 与此同时, 传输损耗随 μ'' 的增大而增大。

如果 $\mu'' \gg \mu'$ (即 $\operatorname{tg} \delta_m \gg 1$), 则

$$T = 1 + \frac{R_s}{\omega L_0 \mu''} + \frac{R_s^2}{4\omega^2 L_0^2 \mu'^2} \quad (6-24)$$

式(6-24)表明, 当磁芯损耗很大时, 传输损耗与 μ' 无关, 而且随 μ'' 的增大而下降。这一结论的实际意义是: 工作频率很高时, 要提高磁芯的 μ' 值是困难的, 只能通过利用 μ'' 来减少传输损耗, 加宽传输频带。

综上所述, 当磁芯的 μ' 一定, 如果 $\mu'' < \mu'$, 则传输损耗随 μ'' 增大而增加; $\mu'' \gg \mu'$ 时, 则传输损耗随 μ'' 的增大而降低。这说明, 使 μ' 增大或使 μ'' 增大, 都是使磁芯损耗降低的条件, 但是, 磁芯在高频工作时, μ' 值是受到限制的, 只有 μ'' 才可能有一个比较大的值。

由于传输变压器的工作频带很宽, 总要引起铁氧体磁芯磁导率变化。现在, 我们来讨论磁导率的变化规律及其对器件传输损耗的影响。不同种类的铁氧体材料的磁导率随频率的变化规律并不是完全相同的。对于常用的尖晶石结构的铁氧体, 例如镍锌铁氧体, 其磁导率随频率的变化规律可表示为

$$\left. \begin{aligned} \mu' &= 1 + \frac{Sf_r}{f_r^2 + f^2} \\ \mu'' &= \frac{Sf}{f_r^2 + f^2} \end{aligned} \right\} \quad (6-25)$$

将式(6-25)代入(6-21)后得

$$T = 1 + \frac{SR_s}{2\pi L_0 [(f_r + S)^2 + f^2]} + \frac{R_s^2 (f_r^2 + f^2)}{16\pi^2 f^2 L_0^2 [(f_r + S)^2 + f^2]} \quad (6-26)$$

我们在本章开始部分讨论铁氧体射频应用的损耗机理时,得到尖晶石结构铁氧体的斯诺克常数 $S=5.6 \times 10^9 \text{ Hz}$ 。如果采用磁导率比较高的材料,其截止频率 f_r 比 S 小得多。如果将工作频率进一步限制在几百兆赫,则 $f^2 \ll S^2$,于是式(6-26)可简化成

$$T = 1 + \frac{R_s}{2\pi L_0 S} + \left(\frac{R_s}{4\pi L_0 S} \right)^2 \left(1 + \frac{f_r^2}{f^2} \right) \\ = \left(1 + \frac{R_s}{4\pi L_0 S} \right)^2 + \left(\frac{R_s f_r}{4\pi L_0 S f} \right)^2 \quad (6-27)$$

对于一个一定的传输线变压器来说,空心电感 L_0 和磁芯的斯诺克常数 S 是一定的,而且与频率无关。故式(6-27)中右边第一项为常数,第二项与工作频率 f 有关。不难看出只要在频带的低端,传输损耗能满足要求,则在频带的高端就更能满足要求。如果传输损耗限制在3分贝以内,则传输系数 $T < 2$,由式(6-27)可得

$$\frac{R_s}{2\pi L_0 S} + \left(\frac{R_s}{4\pi L_0 S} \right)^2 \left(1 + \frac{f_r^2}{f^2} \right) < 1$$

如果磁芯的工作频率 f 高于截止频率 f_r ,且满足 $f^2 \gg f_r^2$,则上式成为

$$\left(\frac{R_s}{4\pi L_0 S} \right)^2 \ll \frac{R_s}{2\pi L_0 S}$$

于是式(6-27)又可以简化成

$$T \approx 1 + \frac{R_s}{2\pi L_0 S} \quad (6-28)$$

由式(6-27)和(6-28)可见,传输损耗随频率的上升而下降;工作频率超过截止频率,并满足 $f^2 \gg f_r^2 \ll S^2$ 时,传输损耗仅与磁芯的斯诺克常数 S 和空心电感 L_0 有关,而与

频率无关。因此,如果有几种磁芯材料,它们的斯诺克常数 S 基本相同,而截止频率不同,则截止频率低的磁芯,传输损耗在较低的频率下就趋近于一个常数;截止频率高的磁芯,要在较高的频率下才能趋于常数。这一结论的实验结果如图6-23所示。该图所示的三种材料的参数为

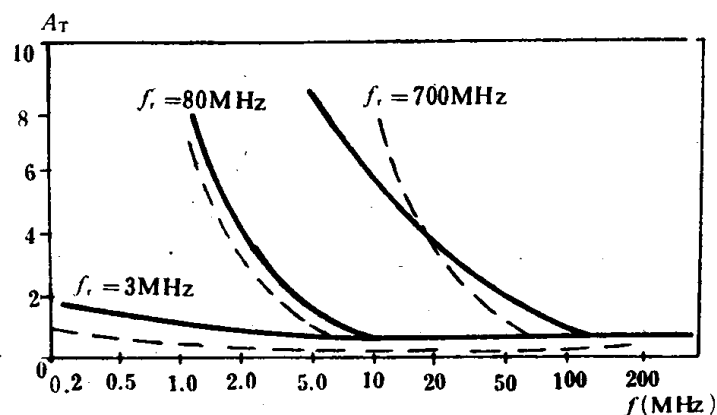


图6-23 不同截止频率磁芯的传输损耗随频率变化的实测值与理论值

$f_r = 3 \text{ MHz}$, $\mu_i = 2000$, $S = 6.0 \times 10^9 \text{ Hz}$;

$f_r = 80 \text{ MHz}$, $\mu_i = 100$, $S = 8.0 \times 10^9 \text{ Hz}$;

$f_r = 700 \text{ MHz}$, $\mu_i = 10$, $S = 7.0 \times 10^9 \text{ Hz}$ 。

从以上的讨论可知,为了使变压器有较宽的工作频带和较低的传输损耗,对于铁氧体磁芯的技术要求是:斯诺克常数高,截止频率低。常用的射频铁氧体都属尖晶石结构,它们的斯诺克常数相差不大,若用这种材料作磁芯,其技术要求是低的截止频率。在这里必须指出,截止频率 f_r 仅仅用以表示磁芯的 μ'' 到达最大值时的频率,但是并不是

磁芯的最高应用频率。

2. 对高功率磁芯的技术要求

在上节,我们通过对传输损耗的讨论,提出了对磁芯的技术要求是,截止频率低,斯诺克常数高。在讨论过程中,没有涉及功率容量。所以上节提出的技术要求,仅适合于对低功率磁芯的要求。对于传输功率高的磁芯,除了上述技术要求以外,还必须考虑磁芯材料本身的损耗。

通常,传输损耗由两部分组成:一部分是由于失配或反射引起的损耗,它并不引起磁芯本身发热;另一部分是由磁芯材料引起的损耗,导线电阻引起的损耗以及介质引起的损耗。这些损耗直接导致器件发热,是有功损耗。器件要在高功率下工作,必须保证有功损耗尽量小。否则,将因损耗发热导致器件的温度明显上升,使磁芯的工作磁感应强度降低,损耗增大,造成恶性循环。

下面,我们根据式(6-22)所表示的传输系数,进一步分析对变压器磁芯的技术要求。

$$T = \left(1 + \frac{R_s \operatorname{tg} \delta_m}{2\omega L_0 \mu'_p} \right)^2 + \left(\frac{R_s}{2\omega L_0 \mu'_p} \right)^2 \quad (6-29)$$

这里,我们用并联复数磁导率的实部 μ'_p 代替串联复数磁导率的实部 μ' ,这两者之间的关系是,

$$\mu'_p = \mu' (1 + \operatorname{tg}^2 \delta_m)$$

如能选用低损耗 ($\operatorname{tg} \delta_m$ 很小) 的材料,则式(6-29)可简化为

$$T = 1 + \frac{R_s \operatorname{tg} \delta_m}{\omega L_0 \mu'_p} + \left(\frac{R_s}{2\omega L_0 \mu'_p} \right)^2 \quad (6-30)$$

因为传输系数可表示为 $T = \frac{P_{max}}{P}$, 由此得到最大输出功率 P_{max} 的表达式为

$$P_{max} = P + \frac{R_s \operatorname{tg} \delta_m}{\omega L_0 \mu'_p} P + \left(\frac{R_s}{2\omega L_0 \mu'_p} \right)^2 P \quad (6-31)$$

该式右侧第一项为负载吸收功率;第二项为磁芯引起的损耗功率,与材料损耗角成正比。这两项都是有功损耗;第三项为失配引起的反射功率。为了方便,式(6-31)可写为

$$P_{max} = P + P_M + P_r$$

式中, P 为负载吸收功率; P_M 为磁芯损耗功率; P_r 为反射功率。

根据图6-22(d)所示的等效电路,当负载电阻与电源内阻相匹配时,负载的吸收功率 P 为

$$P = \frac{U^2}{R_b} = \frac{U^2}{R_s}$$

所以,磁芯的损耗功率为

$$P_M = \frac{R_s \operatorname{tg} \delta_m}{\omega L_0 \mu'_p} P = \frac{U^2 \operatorname{tg} \delta_m}{\omega L_0 \mu'_p}$$

已知磁芯的损耗角正切 $\operatorname{tg} \delta_m$ 与品质因数互为倒数,所以

$$\frac{\operatorname{tg} \delta_m}{\mu_p'} = \frac{1}{\mu_p' Q}$$

由此得

$$P_M = \frac{U^2}{2\pi f L_0 \mu_p' Q} \quad (6-32)$$

式中, U 为初级电压, μ_p' 为并联复数磁导率实数部分。

反射损耗功率为

$$P_r = \left(\frac{R_s}{2\omega L_0 \mu_p'} \right)^2 P = \left(\frac{U}{4\pi f L_0 \mu_p'} \right)^2 R_s \quad (6-33)$$

式中, R_s 为相对于初级的负载电阻。如果变换比不是 1:1, 则 R_s 表示折算至初级的等效负载电阻。

根据以上的讨论可见, 为了减小磁芯的损耗功率, 要求 $(\mu_p' f Q)$ 的积大; 为了减小反射功率, 要求 $(\mu_p' f)$ 积大。显然, 无论是减小磁芯的功率损耗还是减小反射功率损耗, 都要求提高斯诺克常数。但是, 当传输大功率时, 首先要求 $(\mu_p' f Q)$ 的积大, 才能减少磁芯本身的损耗。如果传输功率较小, 首先要求提高 $(\mu_p' f)$, 以便降低反射损耗。传输中等容量的功率时, 同时要求 $(\mu_p' f Q)$ 和 $(\mu_p' f)$ 都大。

传输高功率的磁芯的磁感应强度都要比较高, 但是 B_m 高的磁芯的 $(\mu_p' f Q)$ 不一定高。所以必须要求磁芯材料既要有高的磁感应强度, 又要有大的 $(\mu_p' f Q)$ 积, 才适合作高功率磁芯。

五、磁芯的选择

我们在上一节, 通过对传输损耗的讨论, 得出对磁芯的基本要求是: 材料的斯诺克常数 S 值大, 截止频率低, $(\mu_p' f Q)$ 和 $(\mu_p' f)$ 都高。本节将首先分析与变压器传输特性有关的三项指标——传输损耗, 反射损耗和相移与磁芯材料的参数 $(\mu', \mu'' \text{ 等})$ 的关系, 然后根据不同的应用场合和要求, 去合理地选择磁芯材料和确定磁芯的尺寸。

1. 磁芯工作参数的确定

变压器磁芯的最大磁感应强度 $B_{m \max}$ 值决定于变压器的工作状态, 其表示式为

$$B_{m \max} = \frac{\sqrt{2} U}{\omega N A_e} \quad (6-34)$$

式中, A_e 为磁芯的等效截面积, N 为初级匝数, U 为初级电压 (N 为次级匝数时, U 为次级电压), ω 为角频率。由式 (6-34) 可见, $B_{m \max}$ 与工作频率成反比; 工作频率高, 所需 $B_{m \max}$ 低。在一般情况下, 工作在短波段时, 取 $B_{m \max} \leq 100 \text{ G}$ 。如果传输的是脉冲调制波 (例如工作空度比为 $\frac{1}{100}$ 时), 取 $B_{m \max} \leq 100 \text{ G}$ 。

若 $B_{m \max}$ 和 U 都为已知, 则可按下式计算所需的磁芯截面积与匝数的乘积, 即 $(N A_e)$ 值。

$$NA_s \geq \frac{\sqrt{2}U}{\omega B_{m,s}} \quad (6-35)$$

由式(6-35)可见, (NA_s) 积与工作电压成正比, 与 $B_{m,s}$ 和 ω 成反比。所以, 应用在频率低、电压高的电路中的变压器的体积比较大。

磁芯工作在高功率时的一个重要指标是功率损耗密度 P_m 。它是在给定工作频率和磁感应强度下, 单位体积或单位质量的磁芯所消耗的功率。现在我们来推导 P_m 的表达式。空芯线圈的电感量表达式为

$$L_0 = \frac{4\pi N^2 A_s}{l_s} \times 10^{-7}$$

根据对 P_m 的定义并考虑式(6-32)和式(6-34), 得 P_m 的另一表达式为

$$P_m = \frac{f B_m^2}{4\mu_p Q} \times 10^7$$

由此可见, 已知工作频率 f 和在给定最大磁感应强度下的 $(\mu_p' Q)$ 积, 就可以计算出功率损耗密度 P_m 。

2. 磁芯材料的选择

根据式(6-21), 可得传输损耗 A_T 的表达式

$$A_T = 10 \times 1g \left[1 + \frac{\mu'' R_s}{\omega L_0 (\mu'^2 + \mu''^2)} + \frac{R_s^2}{4\omega^2 L_0^2 (\mu'^2 + \mu''^2)} \right] \quad (6-36)$$

或根据式(6-22)可得

$$A_T = 10 \times 1g \left[1 + \frac{R_s}{\omega L_0 \mu' (1 + \text{tg}^2 \delta_m)} \left(\text{tg} \delta_m + \frac{R_s}{4\omega L_0 \mu'} \right) \right] \quad (6-37)$$

当材料的 μ' 一定时, 传输损耗与材料的损耗参数的关系有以下三种情况。

如果材料的损耗很小 ($\text{tg} \delta_m \ll 1$), 根据式(6-37)可得

$$A_T = 10 \times 1g \left[1 + \left(\frac{R_s}{2\omega L_0 \mu'} \right)^2 \right] \quad (6-38)$$

如果材料的损耗很大 ($\text{tg} \delta_m \gg 1$), 根据式(6-36)可得

$$A_T = 10 \times 1g \left(1 + \frac{R_s}{\omega L_0 \mu''} \right) \quad (6-39)$$

如果材料的损耗为中等 ($\text{tg} \delta_m = 1$, $R_s \ll 4\omega L_0 \mu'$), 根据式(6-37)可得

$$A_T = 10 \times 1g \left(1 + \frac{R_s}{2\omega L_0 \mu'} \right) \quad (6-40)$$

在式(6-36)至(6-40)中, R_s 均为电源内阻, R'_s 均为折算到初级的等效负载电阻。

式(3-38)至(3-40)描述了不同 $\text{tg} \delta_m$ 下的传输损耗 A_T 随归一化并联感抗 $\left(\frac{\omega L_0 \mu'}{R_s} \right)$

的变化规律。根据这些表示式, 用半对数坐标作出的不同 $\text{tg} \delta_m$ 值时, A_T 随 $\left(\frac{\omega L_0 \mu'}{R_s} \right)$

的变化曲线如图6-24所示。由图可见， μ' 一定时，凡是 $\mu'' < \mu'$ 和 $\mu'' > \mu'$ 的传输损耗，都要比 $\mu'' = \mu'$ 时的小。对图6-24作进一步分析后可提出以下三点：(I)提高 μ' 对于降低传输损耗始终是有利的，应该尽量选用 μ' 高的材料作磁芯；(II)为了降低传输损耗，应选取低损耗($\mu'' \gg \mu'$)或高损耗($\mu'' \ll \mu'$)的材料；(III)由于器件的频带宽，而器件的性能如在低频率端能满足要求，则在高端频率就能自动满足要求。为此，在比较磁芯材料的特性时，都要以器件在下限频率时的特性作为比较的依据。

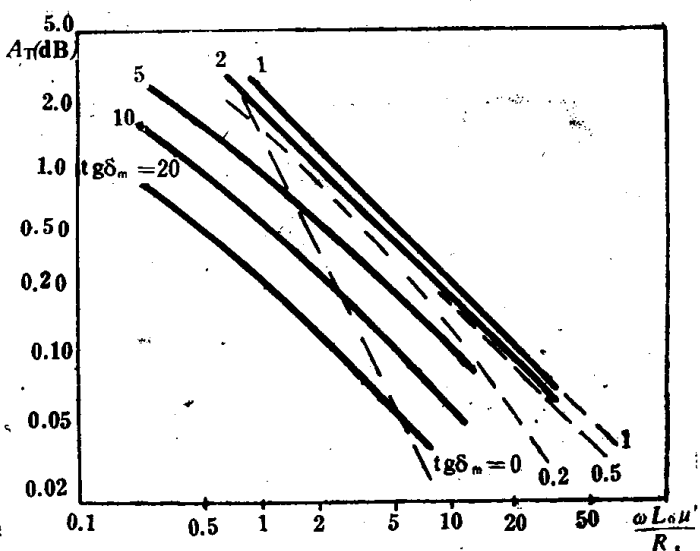


图6-24 传输损耗随归一化并联感抗 $\left(\frac{\omega L_0 \mu''}{R_s} \right)$ 的变化曲线($\text{tg} \delta_m$ 为参数)

在某些场合，对于传输损耗的限制可以放宽，而对于匹配程度的要求则比较严格。典型的例子是电视接收机从室外平衡天线(300Ω)输入到高频头(75Ω不平衡输入)。这里，传输损耗稍大一些并不影响图象质量，但是如果匹配不好，就会引起严重反射，造成图象重影。在这种情况下，对匹配的要求应放在首位。在实际工作中，满足匹配要求比满足传输损耗的要求要困难一些。实验和理论都已证明，在磁芯的 μ' 一定时，反射损耗随 $\text{tg} \delta_m$ 的增大而上升，电压反射系数随 $\text{tg} \delta_m$ 的增大而减小。也就是说，有意识地选择损耗大($\mu'' \gg \mu'$)的材料，更有利于改善匹配。

传输线变压器用于信号处理、脉冲变换时，对于经过变换以后的信号的相移大小都有严格规定。在这些场合，要求变压器的传输损耗和相移都很小。

相移是指信号通过变压器网络以后所产生的相位变化。设初级绕组两端的信号相位为零，通过变压器网络以后的相移角 φ 的正切为

$$\text{tg} \varphi = \frac{\text{变压器负载电压的虚部}}{\text{变压器负载电压的实部}}$$

对于图6-25所示的理想传输线变压器的等效电路，相移角的正切为

$$\begin{aligned} \text{tg} \varphi &= \frac{\omega L_0 \mu' R_s}{\omega L_0 \mu'' R_s + 2\omega^2 L_0^2 \mu''^2 + 2\omega^2 L_0^2 \mu'^2} \\ &= \frac{\mu' R_s}{\mu'' R_s + 2\omega L_0 (\mu'^2 + \mu''^2)} \\ &= \frac{1}{\text{tg} \delta_m + \frac{2\omega L_0 \mu'}{R_s} (1 + \text{tg}^2 \delta_m)} \end{aligned}$$

通常情况下要求相移角很小，所以可用 φ 代替 $\text{tg} \varphi$ ，

$$\varphi = \frac{1}{\text{tg} \delta_m + \frac{2\omega L_0 \mu'}{R_s} (1 + \text{tg}^2 \delta_m)} \quad (6-41)$$

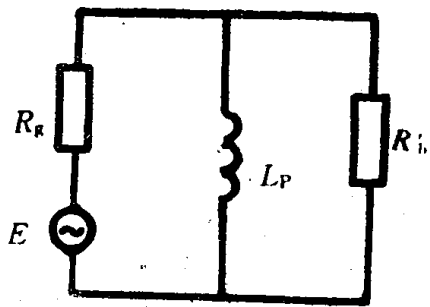


图6-25 理想传输线变压器的等效电路

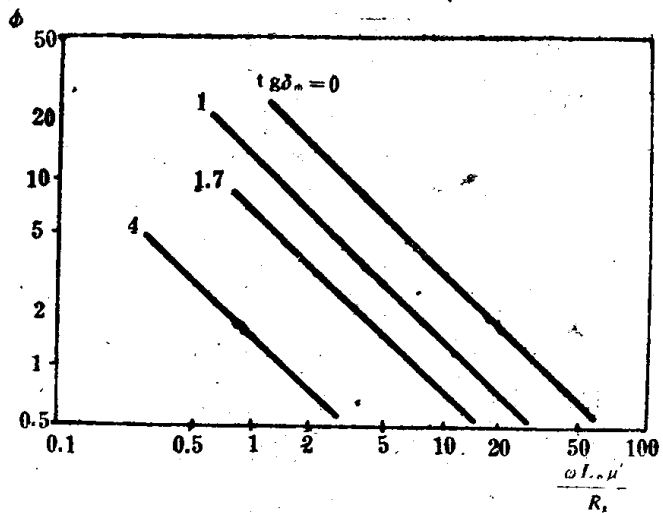


图6-26 相移角随归一化并联感抗 $\left(\frac{\omega L_0 \mu''}{R_i}\right)$ 的变化曲线 ($tg \delta_m$ 为参数)

可以根据式(6-41)，作出不同 $tg \delta_m$ 时的相移角 ϕ 随 $\left(\frac{\omega L_0 \mu''}{R_i}\right)$ 的变化曲线，其结果如图6-26所示。可见，磁芯的 μ' 一定时， μ'' 越大、相移 ϕ 角就愈小。

以上，分别讨论了传输损耗、反射损耗和相移角与材料的参数 (μ' , μ'') 的关系。现在，将此关系总结在表6.1中。表中的“差、中、优”是在 μ' 相同的前提下，对 μ'' 不同的材料所进行的比较结果。这里应该注意

表6.1 不同损耗的磁芯的传输特性

损耗 传输特性	$tg \delta_m$		
	$\ll 1$	$= 1$	$\gg 1$
传输损耗	优	差	中
反射损耗	差	中	优
相移角	差	中	优
综合特性	差	中	优

三点：(I)提高磁芯的 μ' ，无论对改善传输损耗、反射损耗以及相移角都是有利的；

(II)能同时满足传输损耗小，匹配效果好以及相移角小的磁芯材料是损耗很大 ($tg \delta_m \gg 1$) 的材料，而并不是低损耗 ($tg \delta_m \ll 1$) 的材料；

(III)在本节讨论过程中未涉及功率容量，所以，其结果仅适用于低功率器件。

下面，简要介绍适于作磁芯材料的铁氧体。Mn-Zn铁氧体的磁导率值达数千，但是电阻率低，只有百数欧姆厘米，只能用在数百千赫以下。Ni-Zn铁氧体的磁导率从十几到数百，但电阻率高达 $10^4 \sim 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ ，它的高频损耗小，工作频率可以达几百兆赫甚至更高。表6.2表示Ni-Zn铁氧体的典型特性。

在Ni-Zn铁氧体中加入钴，成为Ni-Zn-Co铁氧体，适合作低损耗功率变压器用磁芯。在Ni-Zn中加入铜，成为Ni-Zn-Cu铁氧体，可作射频磁芯。

3. 磁芯尺寸的确定

根据前面的讨论，传输变压器的上限工作频率受传输线长度的限制，这种限制可表示为

$$f_{\max} \propto \frac{1}{l}$$

式中， f_{\max} 为最高工作频率， l 为传输线长度。

下限工作频率 f_{\min} 受并联电感 L_p 的限制，这种限制可表示为

表6.2 Ni-Zn铁氧体的典型特性

起始磁 导 率	饱和磁感 应强度		矫顽力 H_c		损耗因子	居里点	温度系数	减落系 数 D_F	电阻率
	(T)	(Gs)	(A/m)	(Oe)	$\frac{\text{tg } \delta}{\mu_i} \times 10^{-6}$	(°C)	$\Delta\mu_i/\mu_i^2$ ($\times 10^{-6}$)	($\times 10^{-6}$)	ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$)
200	0.25	2500	120	1.5	<20	250	14	—	5×10^4
100	0.30	3000	240	3	<30	>350	—	—	10^5
40	0.26	2600	560	7	<70	>400	15	<50	$>10^5$
20	0.15	1500	960	12	<200	>400	—	—	10^7
15	0.30	3000	440	5.5	<200	>500	100	<100	$>10^5$

$$f_{\min} \propto \frac{1}{L_p}$$

带宽系数为

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} \propto \frac{L_p}{l} \quad (6-42)$$

可见，变压器的带宽系数与传输线单位长度的电感量成正比。磁芯的电感量与磁芯的形状及尺寸有关。如果磁芯材料一定，传输线的长度一定，磁芯具有最佳尺寸时，就能得到最大的电感量。换言之，如果磁芯材料一定，所需的电感量一定，磁芯具有最佳尺寸时，则为达到一定的电感量所需的传输线的长度为最短。

根据第一章的内容，磁芯磁路包含有气隙时，会使磁导率 $(\mu'$ 和 $\mu'')$ 下降。这种下降趋势还与材料本身磁导率的高低有关。材料磁导率高，下降就明显。因此，射频宽带器件磁芯不应包含气隙。常用的磁芯是环形单孔磁芯和双孔磁芯，磁芯的截面大多为矩形。

下面，我们来确定这两种磁芯的最佳尺寸。已知矩形的截面的环形磁芯的电感量为

$$L_p = 2\mu h N^2 \ln \frac{d_2}{d_1} \times 10^{-9} \quad (6-43)$$

式中， d_2 ， d_1 和 h 分别为单孔磁芯的外径、内径和高度， μ 为磁导率， N 为匝数。在这种截面的磁芯上绕一匝线圈时，传输线的长度 l_w 为

$$l_w = d_2 - d_1 + 2h$$

设器件绕组的传输线总长度为 l ，则这种磁芯的电感量为

$$L_p = 2\mu h \left(\frac{l}{d_2 - d_1 + 2h} \right)^2 \ln \frac{d_2}{d_1} \times 10^{-9}$$

代入式(6-42)，得

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} \propto \frac{2\mu l h \ln \frac{d_2}{d_1}}{(d_2 - d_1 + 2h)^2} \times 10^{-9} \propto \frac{h \ln \frac{d_2}{d_1}}{(d_2 - d_1 + 2h)^2}$$

由此可见，当 d_1 趋于零时，带宽系数 $\frac{f_{\max}}{f_{\min}}$ 趋于无穷大。当然，为了穿线，磁芯内径不可能为零。设 d_1 为常数，则上式可改写成

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} \propto \frac{\frac{h}{d_1} \ln \frac{d_2}{d_1}}{\left(\frac{d_2}{d_1} - 1 + \frac{2h}{d_1}\right)^2} \quad (6-44)$$

如果 $\left(\frac{d_2}{d_1}\right)$ 保持一定值, 则由式(6-44)可得满足 $\left(\frac{f_{\max}}{f_{\min}}\right)$ 为极大值的条件为

$$h = \frac{d_2 - d_1}{2} \quad (6-45)$$

式中, d_2 、 d_1 的定义见图6-27, 当磁环的内径和外径一定, 调整磁环的高度, 环高等于环壁厚时, 就具有最佳尺寸, 此时的磁芯的通频带最宽, 单位传输线长度的电感量最大。因为, 环高等于壁厚时, 磁路的横截面是正方形。在所有的矩形截面中, 以正方形的单位周长面积为最大。而电感量是与磁路截面积成正比的, 所以具有正方形截面的磁环的电感量最大。

若 $\frac{h}{d_1}$ 是常数, 由式(6-44)可以得到 $\left(\frac{f_{\max}}{f_{\min}}\right)$ 极大值的条件为

$$\frac{h}{d_1} = \frac{1}{2} \left[\frac{d_2}{d_1} \left(2 \ln \frac{d_2}{d_1} - 1 \right) + 1 \right] \quad (6-46)$$

式(6-46)表明, 如果磁环的高度和内径一定, 当环的外径可以调整时, 满足上式条件时的单位传输线长度的电感量为最大。

虽然由式(6-45)和式(6-46)确定的磁环尺寸比值都是单位传输线长度所具有的电感量的极大值, 但都不是最大值。最大值的条件是 $d_1 = d_2$, 实际上这是不可能的。图6-27表示磁芯尺寸的最佳比值。图中的A线是根据式(6-45)作出的, B线是根据式(6-46)作出的。在设计环形磁芯时, 可按图6-27(a)所示的A线和B线的交点附近的点所对应的坐标来确定单孔磁芯的尺寸比。

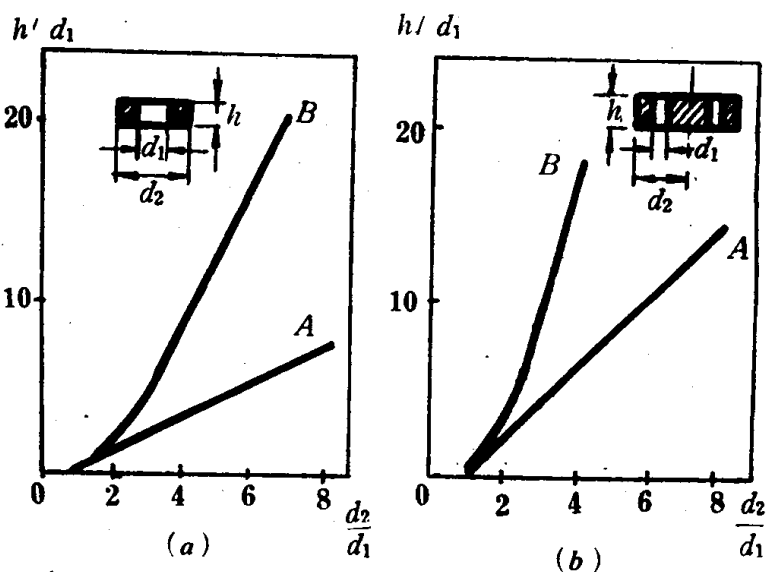


图6-27 磁芯尺寸的最佳比值

双孔磁芯的电感量为

$$L_p = 4\mu h N^2 \ln \frac{d_2}{d_1} \times 10^{-9} \quad (6-47)$$

式中, N 为绕在双孔磁芯公共(中心)臂上的绕组的匝数, 每一匝线圈的长度为

$$l_w = 2(d_2 - d_1 + h)$$

不难看出, 在磁芯尺寸相同的条件下, 每匝线圈长度的增加不到一倍, 而双孔磁芯的电感量比单孔磁芯的大一倍, 即双孔磁芯单位传输线长的电感量比单孔的大, 因而可望得到更大的频带宽度。

仿照单孔磁芯的讨论,可以得到当 d_1 、 d_2 一定时,单位传输线长度电感量为极大值的条件为

$$h = d_2 - d_1$$

该式表明,双孔磁芯中心臂的截面为正方形时,电感量为极大。如果 d_1 、 h 一定时,满足单位传输线长度的电感量为极大的条件是

$$\frac{h}{d_1} = \frac{d_2}{d_1} \left(2 \ln \frac{d_2}{d_1} - 1 \right) + 1$$

同样,可按图6-27(b)所示的A线和B线的交点附近的点所对应的坐标来确定双孔磁芯的尺寸比。

从以上分析知,双孔磁芯具有单位线长电感量大的优点,或者说,为满足一定电感量,双孔磁芯所需传输线的长度可以短一些,从而可以提高工作频率。但是,必须使所有匝数都绕在公共臂上才具有上述效果。由于公共臂尺寸的限制,匝数不可能多,以致电感量上不去。因此,双孔磁芯的阻抗不可能高,只宜作下限频率较高的宽带变压器磁芯。

在某些场合,采用双孔磁芯并非利用其电感量大的优点,而是把双孔磁芯作为两个磁芯来使用。其目的是为了得到两个性能一致的磁芯,而且可节省空间,便于固定。

六、传输线变压器的设计

设计传输线变压器的依据是使用者提出的技术要求,包括输入阻抗和输出阻抗、频率范围、功率容量和负载特点等。本节将从设计要求出发,讨论变压器的设计方法和设计实例。

1. 设计要求

(1) 输入阻抗和输出阻抗

一个变压器的性能主要决定于磁化电感,传输线的特性阻抗与最佳特性阻抗之比。因此,设计变压器时,首先要明确阻抗变换范围。若只提出阻抗比,这是不够的。因为在传输线变压器中所用传输线最佳特性阻抗与输入和输出阻抗的大小都是有密切关系的。例如,对于 50Ω 与 200Ω 的 $1:4$ 双线传输线变压器的最佳特性阻抗为 100Ω ,而对于 75Ω 与 300Ω 的变换,虽然亦是 $1:4$ 的变换,但最佳特性阻抗为 150Ω 。

在确定变压器并联电感量的大小时,必须参考输入阻抗或输出阻抗的大小。一般来说,输入阻抗大或输出阻抗大,并联电感量亦应大。

(2) 极性变换

在变压器的技术要求中,除了说明输入阻抗和输出阻抗以外,还必须同时说明输入和输出端的极性。实际上,极性变换亦是一种阻抗变换,是使两个不同网络间匹配的一种手段。极性变换一般有四种:倒相变换;不平衡-不平衡变换;不平衡-平衡变换以及平衡-平衡变换。对于阻抗变换相同,但是极性不同的,则变换电路和传输线最佳特性阻抗就不完全相同。例如, $1:4$ 不平衡-不平衡变换。一般采用双线传输线变换电路,而 $1:4$ 不平衡-平衡变换,一般采用成对双线传输线变换电路。所以,除说明输入端和输出端的阻抗以外,还应说明输入端和输出端的极性。

(3) 负载特性

在涉及不平衡-平衡变换时,应说明在平衡端的负载中心是否允许有真正接地点。因为能否有真正接地点,会使变换电路有很大差别。例如1:1不平衡-平衡变换,如果平衡负载中心允许有真正接地点,则用简单的双线传输线变压器就可以完成;否则要附加平衡绕组或者采用三线传输线变压器电路。

(4) 直流电流的影响

如前所述,变压器绕组中常常同时通过直交流电流。因此,必须明确是否要将直流电流隔离。同时要注意由于直流电路引起的磁芯饱和现象。这个问题对于磁导率高,工作频率低的磁芯更为严重。

(5) 功率容量

若对器件有功率容量的要求,必须予以说明。功率容量是作为选择磁芯材料,确定磁芯尺寸以及选择传输线种类及尺寸的重要依据。

(6) 传输参数

变压器传输参数的种类及定义,已在§4.1中提出,这里不再重复。

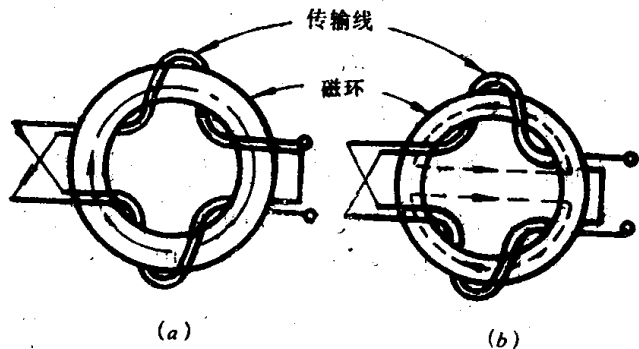
2. 设计方法

(1) 阻抗变换电路的确定

设计传输线变压器,首先要根据器件的工作状态(频带宽度、变换阻抗高低、阻抗比大小、负载的性质以及功率容量等)来选择变换电路。变换电路对绕组的安排和设计有影响。众所周知,集中参数变换器的工作频带窄,高频响应差。而高频响应主要受到绕组的漏电感和分布电容的影响,就是说,集中参数变压器绕组的分布参数是限制高频响应的主要原因。传输线变压器采取了三个措施来改善高频响应。(I)制作绕组用的导线不是一般的导线,而是传输线,例如扭绞双线,平行双线、同轴线等;(II)使各个绕组尽量靠近,保证有良好的耦合;(III)有效地利用仍然存在的分布参数(主要是分布电容),使这部分分布参数成为形成传输线特性阻抗的一部分。

根据要求阻抗的大小和阻抗比,选择阻抗变换电路和传输线。附录E给出了可供使用的阻抗变换电路。在该表中还介绍了如何将磁芯与传输线构成传输线变压器,构成方式一般有两种:一种是将磁芯安装在传输线上;另一种是用传输线绕在磁环上,用磁芯套在传输线上可以看作是传输线在磁环上绕一匝的结构形式,这种结构的分布电容小,上限工作频率高,适合作较高频率的阻抗变换。但是不能得到较大的电感量,因此,不宜在低频下应用。相反。用传输线绕在磁芯上,由于形成了有一定匝数的绕组,就有较大的分布电容,所以,上限工作频率低,适于在低频下应用。

在磁芯上绕线时,为了充分利用磁芯,在排线时要注意绕线的方向。图6-28(a)所示的两根传输线串联排绕,使励磁电流所产生的磁力线都能按同一个方向通过磁芯内部,磁芯得到充分利用。如果两根传输线并联排绕,则励磁电流所产生的磁力线只有一部分



通过磁芯内部[见图6-28(b)],则磁芯没有得到充分利用,要得到相同的电感量就要求有较多的匝数。显然匝数多了对高频特性不利。

(2) 传输线选择

选用传输线的原则是,特性阻抗必须接近最佳阻抗,传输线的功率容量必须大于变压器的功率容量,传输线的尺寸必须尽量小。

双线传输线有:同轴电缆,扭绞双线,平行双线和带状线。还有三股扭线,多股扭线等可以用来绕制三线传输变压器等。

同轴线的耦合系数等于1,它的特性阻抗不受外界影响。但是它的直径大,不容易弯曲,适用作阻抗低,下限频率高的器件的绕组。

带状传输线能通过的电流大、特性阻抗较小,而且能贴紧磁芯绕线,适合做低阻抗、大电流传输线变压器。

由塑料导线组成的扭绞双线或平行双线传输线是使用方便,成本低的传输线。它的特性阻抗难于精确计算,但可以进行实测确定。

(3) 磁芯材料的选用

传输变压器的功率容量是选用磁芯材料的主要依据。传输功率容量大,必须选择饱和磁感应强度高而且 $(\mu'fQ)$ 积亦大的材料。工作频率提高,磁芯材料的最大磁感应强度可以低一些。在短波段工作时, B_{max} 约为100Gs,同时 $(\mu'fQ)$ 积亦要大。如果是宽频带大功率变压器,最好选择在三个代表性频率下磁导率都高的材料作磁芯,这三个频率是:上限频率 f_{max} 、下限频率 f_{min} 以及比例中项频率 $\sqrt{f_{min}f_{max}}$ 。对于低功率宽频带变压器,所选择的材料必须在下限工作频率 f_{min} 时,具有最大的 μ' 值。

(4) 最小并联电感值的计算

变压器并联电感量的大小决定于使用者对传输损耗、反射损耗以及相移所提的要求。根据式(6-32)和式(6-33),如果对各项目损耗的限制愈严格,要求并联电感量的值就愈大。如果磁芯材料已经选定,应根据器件的工作状态、材料的磁性参数以及所允许的各项损耗的大小,分别计算所需的最小并联电感量。而实际变压器的并联电感量应略大于计算值中的最大的一个。

(5) 磁芯尺寸的确定

传输功率比较低时,选用小尺寸的磁芯一般都能满足要求。对于频带特别宽的器件,选取传输线单位长度电感量尽量大的磁芯。传输较高功率时,要选取磁路截面为正方形或圆形的磁芯。传输大功率时,可以采用图6-29所示的叠片磁芯。图6-29

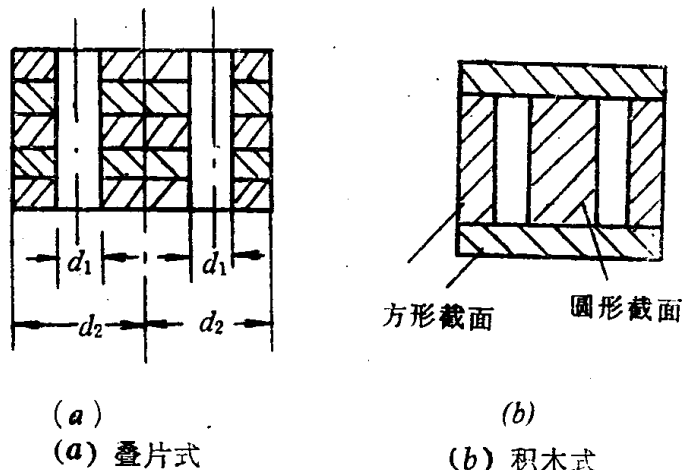


图6-29 大功率铁氧体磁芯

(a) 双孔叠片式磁芯,绕组必须位于公共臂上。叠片式磁芯的主要优点是,可以在片间插入薄导体,以增大散热面积。图6-29(b)为积木式大功率磁芯。这种磁芯两条边臂的横截面是正方形;公共臂的横截面是圆形,有利于绕线并降低分布参数。

(6) 匝数的计算

如果传输功率低, 可以根据并联电感 L_p 确定所需的匝数 N 。因为

$$L_p = \frac{4\pi\mu' N^2 A_c}{l_c} \times 10^{-7}$$

所以匝数为

$$N \geq \sqrt{\frac{2.5dL_p \times 10^8}{A_c\mu'}} \quad (6-48)$$

式中, d 为磁芯环的平均直径(cm), A_c 为磁环的截面积(cm^2)。

对于传输功率高的器件,除了上述根据 L_p 确定 N 外,还要核对最大磁感应强度 B_{max} 是否超过允许值。因为

$$B_{max} = \frac{\sqrt{2}U}{\omega N A_c}$$

所以绕组匝数应满足

$$N \geq \frac{\sqrt{2}U_{max} \times 10^8}{\omega B_{max} A_c} \quad (4-49)$$

大功率器件所需要的并联电感匝数可以通过式(6-48)和(6-49)计算,然后取其中大的一个。

参 考 书

1. Chikazumi, Soshin , Physics of Magnetism (New York Wiley, 1964)
2. Cullity B.D., Introduction to Magnetic Materials. (Addison-Wesley Publishing comp., 1972)
3. Snelling E.C., and Giles A.D., Ferrite for Inductors and Transformers (John Wiley and Sons Inc. 1983)
4. Snelling E.C., Soft ferrite, Properties and Application (London, Liffe Book Ltd. 1969)
5. "Doug" Demaw M.F., Ferromagnetic-Core Design and Application Handbook (Prentice-Hall., Inc 1981)
6. Watson J.K., Application of Magnetism (John Wiley and Sons Inc, 1980)
7. Wohlfarth E.P., Ferromagnetic Materials. Volume 2 (North-Holland Publishing Comp., 1980)
8. Wohlfarth E.P., Ferromagnetic Materials. Volume 3 (North-Holland Publishing Comp. 1982)
9. V.W. 卡姆普曲克等著, 冯怀涵等译《铁氧体磁芯》(科学出版社, 1986年)
10. Philips Data Handbook, Components and Materials. Part 4a. Eindhoven (1978)
11. Parker R.J. and Studders R.J., Permanent Magnets and Their Applications (John Wiley and Sons, Inc. 1962)
12. 张纪纲:《射频铁氧体宽带器件》(科学出版社, 1986年)

参 考 文 献

1. Hoekstra B. et al., Initial Permeability and Intrinsic Properties Magnetic of Polycrystalline MnZn-Ferrite. J. Appl. Phys., (1978), 49, No.9, pp.4902-4907.
2. Baldwin J.A. Jr and Callier, G.J., Wall Pinning Model of Magnetic Hysteresis. J. Appl. Phys., (1969), 40, No.7, pp. 2828-2835.
3. Snelling E. C., Ferrites for Linear Applications, Part I, Properties. IEEE Spectrum, (1972), 9, No.1, pp. 42-51.
4. Knowles J. E., The Origin of the Increase in Magnetic Loss Induced by Machining Ferrites. IEEE Trans. Magn., (1975), MAG-11 No.1 pp. 44-50.
5. Ruthroff C.L. Some Broadband Transformers. Proc. IRE., (1959), 47, pp.1337-1342.
6. Hilbers A.H., High-Frequency Wideband Power Transformer. Electron. Bull., (1970), 30, No.2, pp. 64-73, and (1973), 32, No.1, pp. 46-48.
7. Roess E., Soft Magnetic Ferrites and Applications in telecommunication and Power Converters. IEEE Tran. Magn., (1982), MAG-18, No.6, pp.1529-1534.
8. Smith C.H., Magnetic Shielding to Multi-gigawatt Magnetic Switches; Ten Years of Amorphous Magnetic Applications. IEEE Trans. Magn. (1982) MAG-18, No.6, pp.1376-1382.
9. Sibille R., Smoothing Choke Materials for Switched Mode Power Supplies. J. of Magn. and Magn. Mate., 26 (1982), pp. 281-286.
10. Astle B., Optimum Shapes for Inductors IEEE Trans. PM & p. March, 1969.
11. Horowitz J.H., Design Wideband UHF Power Amplifiers. Electron Design, Mag 24, 1969.
12. Kravss-Allen, Designing Toroidal Transformers to Optimize Wideband Performance. Electronics, Aug. 1973. pp.113-116
13. Pitzalis O. and Gilson R.A., Tables of Impedance Matching Networks Which Approximate Prescribed Attenuation Versus Frequency slopes. IEEE Trans. Microwave theory Techniques, Vol. MTT-19, No.4, April, 1971, pp.381-389
14. Snelling E.C., Ferrites for Linear Applications, part II, Performance requirements, IEEE Spectrum, (1972), 9, No. 2, pp. 26-32.

附录A

单位及其转换

一、磁性单位

CGS制

$$B \parallel H + 4\pi M$$

MKS制

$$B = \mu_0 H + M$$

B (高斯), 表示为 (Gs)

B $\left(\frac{\text{韦伯}}{\text{米}^2}\right)$ 表示为 T (特斯拉)

H (奥斯特), 表示为 (Oe)

H $\left(\frac{\text{安培}}{\text{米}}\right)$, 表示为 $\left(\frac{\text{A}}{\text{m}}\right)$

M (emu/cm³)

M $\left(\frac{\text{韦伯}}{\text{米}^2}\right)$ 表示为 $\left(\frac{\text{Wb}}{\text{m}^2}\right)$

μ (真空) = 1

μ_0 (真空) = $4\pi \times 10^{-7} \left(\frac{\text{Wb}}{\text{A} \cdot \text{m}}\right)$

从CGS制转换成MKS制

$$B: 1(\text{Gs}) = 10^{-4}(\text{T})$$

$$H: 1(\text{Oe}) = 79.6(\text{A/m})$$

$$M: 1\left(\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}\right) = 12.57 \times 10^{-4} \left(\frac{\text{Wb}}{\text{m}}\right)$$

$$\Phi: 1(\text{麦克斯韦})(\text{m}) = 10^{-8}(\text{Wb})$$

从MKS制转换成CGS制

$$B: 1(\text{T}) = 10^{-4}(\text{Gs})$$

$$H: 1\left(\frac{\text{A}}{\text{m}}\right) = 12.57 \times 10^{-3}(\text{Oe})$$

$$M: 1\left(\frac{\text{韦伯}}{\text{米}^2}\right) = 796 \left(\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}\right)$$

$$\Phi: 1(\text{韦伯})(\text{Wb}) = 10^8(\text{麦克斯韦})(\text{m})$$

二、长度单位

$$1 \text{埃} (\text{\AA}) = 10^{-8} \text{cm}$$

$$1 \text{微米} (\mu\text{m}) = 10^{-6} \text{米} (\text{m}) = 10^{-4} \text{厘米} (\text{cm}) = 10^4 \text{埃} (\text{\AA})$$

$$1 \text{厘米} (\text{cm}) = 0.394 \text{英寸} (\text{in})$$

$$1 \text{英寸} (\text{in}) = 2.54 \text{厘米} (\text{cm})$$

$$10^{-3} \text{英寸} (\text{in}) = 1 \text{密耳} (\text{mil}) = 25.4 \text{微米} (\mu\text{m})$$

$$1 \text{微米} (\mu\text{m}) = 39.4 \times 10^{-6} \text{英寸} (\text{in})$$

三、功率单位

$$1 \text{瓦} (\text{W}) = 1 \frac{\text{焦耳}}{\text{秒}} \left(\frac{\text{J}}{\text{sec}}\right) = 10^7 \frac{\text{尔格}}{\text{秒}} \left(\frac{\text{ergs}}{\text{sec}}\right) = 0.239 \frac{\text{卡}}{\text{秒}} \left(\frac{\text{Cal}}{\text{sec}}\right)$$

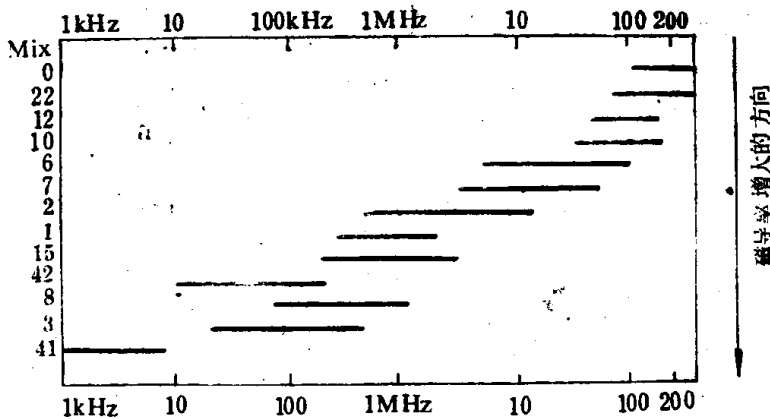
四、单位重量的磁芯损耗

$$1 \frac{\text{瓦}}{\text{千克}} \left(\frac{\text{W}}{\text{kg}} \right) = 0.45 \frac{\text{瓦}}{\text{磅}} \left(\frac{\text{W}}{\text{lb}} \right)$$

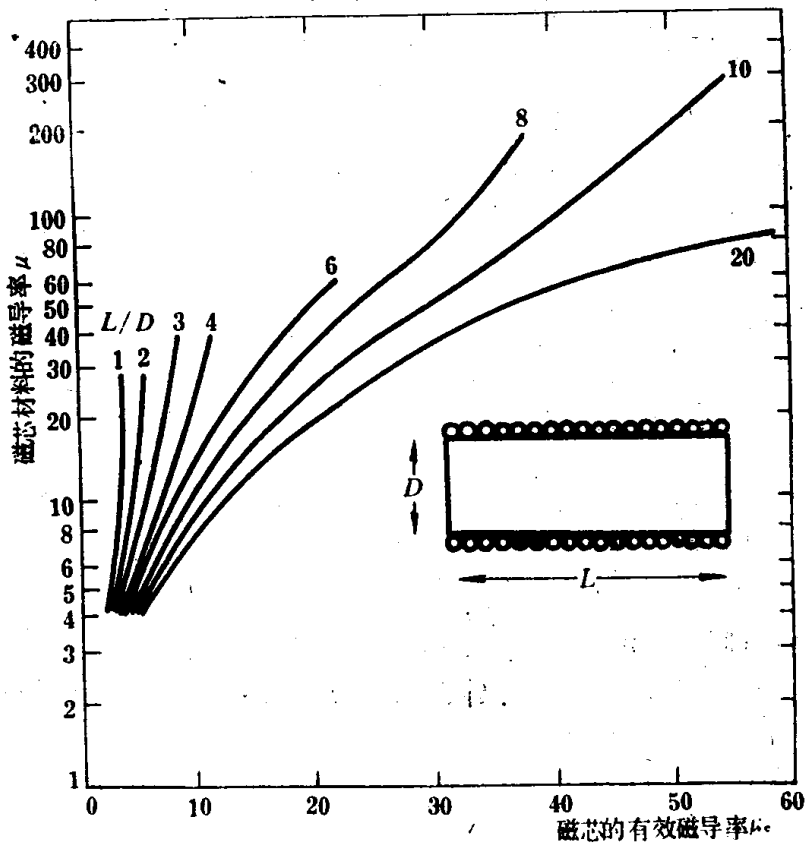
$$1 \frac{\text{瓦}}{\text{磅}} \left(\frac{\text{W}}{\text{lb}} \right) = 2.205 \frac{\text{瓦}}{\text{千克}} \left(\frac{\text{W}}{\text{kg}} \right)$$

附录B

圆柱形磁芯及相应的电感器数据



图B-1 铁粉芯的特性随工作频率的变化



图B-2 圆柱形磁芯的有效磁导率 μ_e 与磁芯材料的磁导率之间的关系曲线

表B.1 标准实心圆柱形磁芯的尺寸

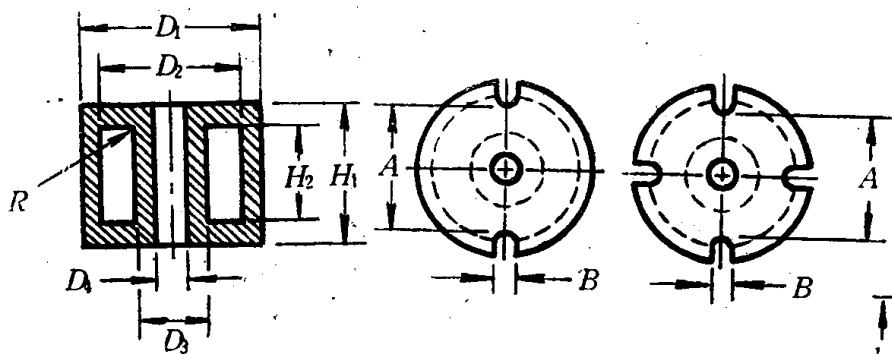
外径 (in/mm)	长度 (in/mm)	参考型号
0.030/0.76	0.155/3.94	P25-106
0.041/1.04	0.100/2.54	P33-106
0.049/1.24	0.092/2.34	P33-900
0.060/1.52	0.375/9.53	P412-106
0.062/1.57	0.500/12.7	P416-112
0.093/2.36	0.250/6.35	P68-106
0.103/2.62	0.312/7.92	P710-101
0.120/3.05	0.312/7.92	P810-106
0.142/3.61	0.250/6.35	P912-112
0.152/3.86	0.375/9.53	P1012-102
0.177/4.50	0.625/15.8	P1120-207
0.185/4.70	0.456/11.6	P1214-141
0.195/4.95	0.187/4.75	P136-207
0.245/6.22	0.250/6.35	P168-102
0.304/7.72	1.000/25.4	P2032-141
0.365/9.27	0.500/12.7	P2416-103
0.370/9.40	0.750/19.0	P2424-141
0.495/12.6	0.500/12.7	P3216-102
0.620/15.7	1.478/37.5	P4047-141
0.745/18.9	1.270/32.3	P4840-102
0.995/25.2	1.000/25.4	P6432-102

表B.2 标准空心圆柱形磁芯的尺寸

外径 (in/mm)	内径 (in/mm)	长度 (in/mm)	参考型号
0.139/3.53	0.062/1.57	0.125/3.12	H22-1006
0.257/6.53	0.075/1.91	0.375/9.52	H46-1006
0.333/8.46	0.093/2.36	0.364/9.25	H66-1107
0.362/9.19	0.125/3.17	0.625/15.9	H610-1107
0.370/9.40	0.125/3.17	0.500/12.7	H68-1006
0.370/9.40	0.205/5.21	0.500/12.7	H68-1242
0.365/9.27	0.201/5.10	1.000/25.4	H616-1202
0.370/9.40	0.137/3.48	1.000/25.4	H616-1301
0.480/12.2	0.073/1.85	0.500/12.7	H88-1007
0.495/12.6	0.200/5.08	1.125/28.6	H818-1003

附录C

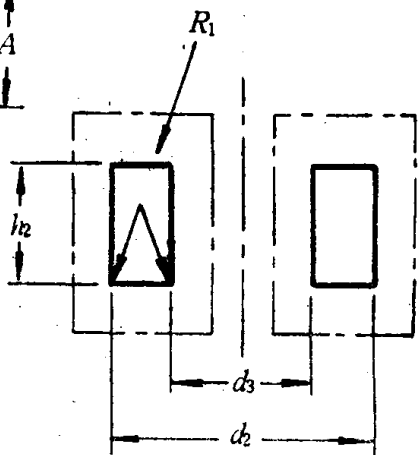
罐形磁芯及相应的绕组骨架的数据



图C-1 标准罐形磁芯的外形及尺寸符号

标准的罐形磁芯的外形及尺寸符号如图C-1所示。
标准罐形磁芯的尺寸如表C.1所示。

适合于标准罐形磁芯的绕组的外形及尺寸符号如图C-2所示；相应的尺寸如表C.2所示。



图C-2 罐形磁芯的绕组的外形及尺寸符号

表C.2 罐形磁芯的尺寸

尺寸 (mm)	公差	D ₂		D ₃		H ₂		R ₁	
		mm	in	mm	in	mm	in	mm	in
9×5	min	—	—	4.0	0.157	—	—	0.25	0.010
	max	7.4	0.291	—	—	3.6	0.142	—	—
11×7	min	—	—	4.8	0.189	—	—	0.25	0.010
	max	8.9	0.350	—	—	4.4	0.173	—	—
14×8	min	—	—	6.1	0.240	—	—	0.25	0.010
	max	11.5	0.453	—	—	5.6	0.220	—	—
18×11	min	—	—	7.7	0.303	—	—	0.25	0.010
	max	14.8	0.583	—	—	7.2	0.283	—	—
22×13	min	—	—	9.5	0.374	—	—	0.35	0.014
	max	17.8	0.701	—	—	9.2	0.362	—	—
26×16	min	—	—	11.6	0.457	—	—	0.35	0.014
	max	21.1	0.831	—	—	11.0	0.433	—	—
30×19	min	—	—	13.6	0.535	—	—	0.35	0.014
	max	24.9	0.980	—	—	13.0	0.512	—	—
36×22	min	—	—	16.3	0.642	—	—	0.35	0.014
	max	29.8	1.173	—	—	14.6	0.575	—	—
42×29	min	—	—	17.8	0.701	—	—	0.4	0.016
	max	35.5	1.398	—	—	20.3	0.799	—	—

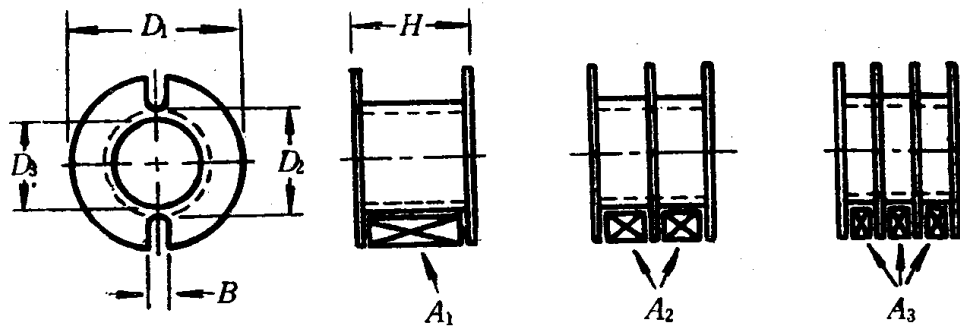
表C.1 标准罐形磁芯的尺寸

尺寸	公差	D ₁		D ₂		D ₃		D ₄		H ₁		H ₂		B ₁₂		B ₁₄		A		R	
		mm	in	mm	in	mm	in	mm	in	mm	in	mm	in	mm	in	mm	in	mm	in	mm	in
9×5	min	9.00	0.3543	0.750	0.2953	3.20	0.1457	2.00	0.0787	5.10	0.2008	3.60	0.1417	1.60	0.063	—	—	6.00	0.233	—	—
	max	9.30	0.3661	0.750	0.3051	3.90	0.1535	2.20	0.0866	5.40	0.2126	3.90	0.1535	2.40	0.094	—	—	7.20	0.283	0.250	0.010
11×7	min	10.90	0.429	9.00	0.354	4.50	0.1772	2.00	0.0787	6.30	0.248	4.40	0.173	1.60	0.063	—	—	6.50	0.256	—	—
	max	11.30	0.445	9.40	0.370	4.70	0.1850	2.20	0.0866	6.60	0.260	4.70	0.185	2.60	0.102	—	—	8.00	0.315	0.250	0.010
14×8	min	13.80	0.543	11.60	0.4567	5.80	0.230	0.188	0.0074	3.228	0.126	6.00	0.2362	0.79	0.031	0.63	0.025	3.43	0.135	—	—
	max	14.30	0.563	12.00	0.4724	6.00	0.2362	3.20	0.126	8.50	0.3346	6.00	0.2362	4.10	0.161	2.00	0.079	10.40	0.409	0.250	0.010
18×11	min	17.6	0.093	14.90	0.587	7.3	0.2874	3.0	0.118	10.40	0.4094	7.20	0.2835	2.00	0.079	2.00	0.079	11.30	0.445	—	—
	max	18.4	0.724	15.40	0.606	7.6	0.2992	3.2	0.126	10.70	0.4213	7.60	0.2992	4.40	0.173	3.00	0.118	14.00	0.551	0.250	0.010
22×13	min	21.2	0.835	17.90	0.705	9.1	0.3583	4.4	0.173	13.20	0.5197	9.20	0.362	3.50	0.098	2.50	0.098	13.30	0.524	—	—
	max	22.0	0.866	18.50	0.728	9.4	0.3701	4.7	0.185	13.60	0.5354	9.60	0.378	4.40	0.173	3.50	0.138	16.50	0.650	0.350	0.014
26×16	min	25.0	0.984	21.20	0.835	11.10	0.437	5.4	0.2126	15.90	0.626	11.00	0.433	2.50	0.098	2.50	0.098	17.0	0.669	—	—
	max	26.0	1.024	22.00	0.866	11.50	0.453	5.7	0.224	16.30	0.642	11.40	0.449	4.40	0.173	3.50	0.138	20.0	0.787	0.350	0.014
30×19	min	29.5	1.161	25.0	0.984	13.10	0.5157	5.4	0.2126	18.60	0.732	13.00	0.5118	3.00	0.118	20.00	0.787	—	—	—	—
	max	30.5	1.201	25.8	1.016	13.50	0.5315	5.7	0.2244	19.00	0.748	13.40	0.5276	5.30	0.209	4.00	0.157	23.00	0.906	0.350	0.014
36×22	min	33.0	1.376	29.9	1.177	15.6	0.6145	5.4	0.2128	21.40	0.842	14.60	0.5748	3.50	0.138	3.50	0.138	24.00	0.945	—	—
	max	36.3	1.425	30.9	1.217	16.2	0.6388	5.7	0.2244	22.00	0.866	15.00	0.5906	5.60	0.220	4.50	0.177	27.21	1.071	0.350	0.014
42×26	min	41.7	1.642	33.6	1.402	17.1	0.6735	5.4	0.2126	29.31	1.154	20.30	0.799	4.00	0.160	—	—	—	—	—	—
	max	43.1	1.697	37.0	1.453	17.7	0.6975	5.7	0.2244	29.91	1.177	20.70	0.815	—	—	—	—	—	—	0.400	0.016

表 C.3 綫圈骨架的尺寸

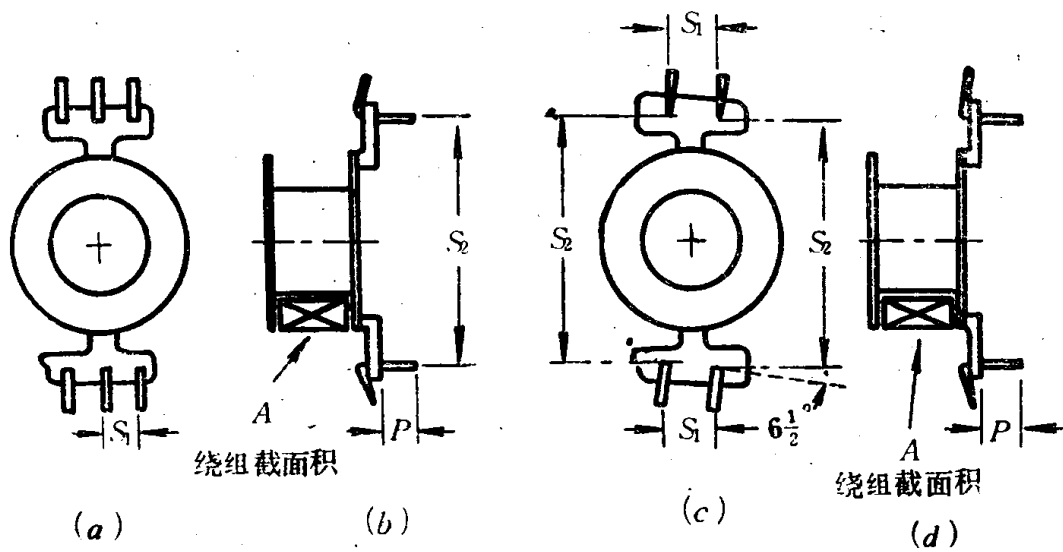
尺寸	A ₁		A ₂		A ₃		B		D ₁		D ₂		D ₃		H	
(mm)	mm ²	in ²	mm ²	in ²	mm ²	in ²	mm	in	mm	in	mm	in	mm	in	mm	in
6×5	3.17	0.00492	—	—	—	—	1.6	0.060	7.23	0.285	4.67	0.184	4.01	0.158	3.40	0.134
11×7	4.78	0.00742	—	—	—	—	1.6	0.060	7.34	0.289	4.78	0.188	4.11	0.162	3.50	0.138
—	—	—	—	—	—	—	—	—	8.69	0.342	5.59	0.220	4.81	0.189	4.09	0.161
—	—	—	2.16	0.00335	—	—	—	—	8.89	0.350	5.69	0.224	4.91	0.193	4.19	0.165
14×8	8.81	0.0136	—	—	1.26	0.00195	1.6	0.060	11.3	0.445	6.98	0.275	5.97	0.235	5.28	0.208
—	—	—	—	—	—	—	—	—	11.5	0.454	7.24	0.285	6.10	0.240	5.49	0.216
—	—	—	3.92	0.00608	2.35	0.00365	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
18×11	17.1	0.0265	—	—	—	—	1.8	0.070	14.6	0.574	8.59	0.338	7.70	0.303	6.88	0.271
—	—	—	7.61	0.0118	—	—	—	—	14.8	0.584	8.84	0.348	7.82	0.308	7.09	0.279
—	—	—	—	—	4.66	0.00722	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
22×13	26.2	0.0406	—	—	—	—	1.8	0.070	17.6	0.694	10.3	0.407	9.50	0.374	8.89	0.350
—	—	—	12.5	0.0194	—	—	—	—	17.8	0.702	10.6	0.417	9.75	0.384	9.09	0.358
—	—	—	—	—	7.87	0.0122	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
26×16	37.5	0.0582	—	—	—	—	1.8	0.070	20.9	0.824	12.4	0.489	11.6	0.457	10.7	0.421
—	—	—	17.3	0.0269	—	—	—	—	21.1	0.832	12.7	0.499	11.7	0.462	10.9	0.429
—	—	—	—	—	10.8	0.0168	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30×19	53.7	0.834	—	—	—	—	1.8	0.070	24.7	0.972	14.6	0.575	13.6	0.535	12.7	0.509
—	—	—	25.1	0.0389	—	—	—	—	24.9	0.980	14.9	0.585	13.7	0.540	12.9	0.508
—	—	—	—	—	15.9	0.0246	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
36×22	71.3	0.110	—	—	—	—	2.8	0.110	29.5	1.160	17.9	0.705	16.4	0.645	14.2	0.569
—	—	—	31.9	0.0494	—	—	—	—	29.8	1.172	18.2	0.715	16.6	0.653	14.4	0.568
—	—	—	—	—	20.0	0.0310	2.8	0.110	—	—	—	—	—	—	—	—
42×29	136	0.211	—	—	—	—	2.8	0.110	35.2	1.386	1.95	0.768	18.0	0.709	19.6	0.772
—	—	—	55.6	0.0862	—	—	—	—	35.4	1.394	1.97	0.776	18.2	0.717	19.8	0.780

罐形磁芯绕组用的骨架外形及尺寸符号如图C-3所示；相应的尺寸如表C·3所示。



图C-3 罐形磁芯绕组用骨架的外形及尺寸符号

适合于印刷电路用的绕组骨架外形及尺寸符号如图C-4所示；相应的骨架尺寸如表C.4所示。



图C-4 适合于印刷电路用的罐形磁芯绕组骨架的外形及尺寸符号

表C.4 适合于印刷电路用绕组骨架

尺寸		P		S _r		S ₁	
mm	公差	mm	in	mm	in	mm	in
14×8	min	4.62	0.182	3.45	0.136	16.13	0.635
	max	4.88	0.192	3.66	0.144	16.38	0.645
18×11	min	4.57	0.180	3.43	0.135	21.21	0.835
	max	4.95	0.195	3.68	0.145	21.72	0.855
22×13	min	4.44	0.175	3.43	0.135	24.54	0.966
	max	4.95	0.195	3.68	0.145	28.42	1.001
26×16	min	4.62	0.182	3.45	0.136	28.07	1.105
	max	4.82	0.192	3.71	0.146	28.88	1.137

附录D

选择环形磁芯尺寸的方法

根据给定的工作频率及要求的输出功率, 选择环形磁芯的尺寸。一个变压器的功率容量决定于乘积($W_w A_c$), W_w 为磁芯窗口的面积, 单位为 cm^2 ; A_c 为磁芯的有效截面积, 单位为 cm^2 。

($W_w A_c$) 的表示式可以根据法拉第定律推得。

对于矩形波: $E = 4 B_m A_c N f \times 10^{-4}$ (D-1)

对于正弦波: $E = 4.4 B_m A_c N f \times 10^{-4}$

式中 E 为外加电压的均方根值;

B_m 为磁感应强度 (T);

A_c 为磁芯的有效截面积 (cm^2);

N 为匝数;

f 为工作频率。

并令

A_w 为裸铜线的截面积 (cm^2);

W_w 为窗口面积 (cm^2);

k 为窗口利用因子;

I 为电流强度均方根值;

J 为电流密度;

P_o 为输出总功率;

P_i 为输入功率;

P_T 为总功率;

η 为效率。

根据式 (D-1), 得 $NA_c = \frac{E \times 10^4}{4 B_m f}$

窗口的利用因子 k 为 $k = \frac{NA_w}{W_w}$

所以 $N = \frac{k W_w}{A_w}$

将上式两侧乘 A_c 得 $NA_c = \frac{k W_w A_c}{A_w} = \frac{E \times 10^4}{4 B_m f}$

由此得 $\frac{k W_w A_c}{A_w} = \frac{E \times 10^4}{4 B_m f}$

所以 $W_w A_c = \frac{E A_w \times 10^4}{4 B_m f k}$ (D-2)

令电流密度 $J = \frac{I}{A_w}$

令效率 $\eta = \frac{P_0}{P_1}$

已知 $P_1 = EI$

$$EA_w = \frac{EI}{J} = \frac{P_1}{J} = \frac{P_0}{\eta J}$$

因为 $W_a A_c = W_a A_c + W_a A_c$
(总值) (初级绕组) (次级绕组)

所以 $W_a A_c = \frac{P_0}{J} \times \frac{10^4}{4B_m f k} + \frac{P_0 \times 10^4}{4B_m f k J} = \frac{P_0 \times 10^4}{4B_m f k J} \left(\frac{1}{\eta} + 1 \right)$

$$P_T = \frac{P_0}{\eta} + P_0$$

$$W_a A_c = \frac{P_T \times 10^4}{4B_m f k J} \quad (D-3)$$

由式可见, $(W_a A_c)$ 与输出功率成正比。若 B_m , J 以及 k 一定, 以工作效率 f 为参数, 可以得到 $(W_a A_c)$ 与输出功率的关系曲线如图 D-1 所示。

下面, 我们推导 $(W_a A_c)$ 与能量的关系式以及电感器的重量与能量的关系式, 并据此作出相应的关系曲线。

令 A_c 为可利用的磁芯窗口面积 (cm^2),

E 为电压 (V)

L 为电感量 (H)

I 为电流强度 (A)

N 为匝数

Φ 为磁通量 (W)

B_m 为磁感应强度 (T)

A_c 为磁芯截面积 (m^2)

μ_r 为相对磁导率

H' 为磁化力 ($\frac{\text{A} \cdot \text{T}}{\text{m}}$)

l_m 为磁路长度 (m)

k 为窗口利用因子

W_c 为窗口面积 (m^2)

J' 为电流密度 ($\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$)

已知 $E = L \frac{dI}{dt} = N \frac{d\Phi}{dt}$

$$L = N \frac{d\Phi}{dI}$$

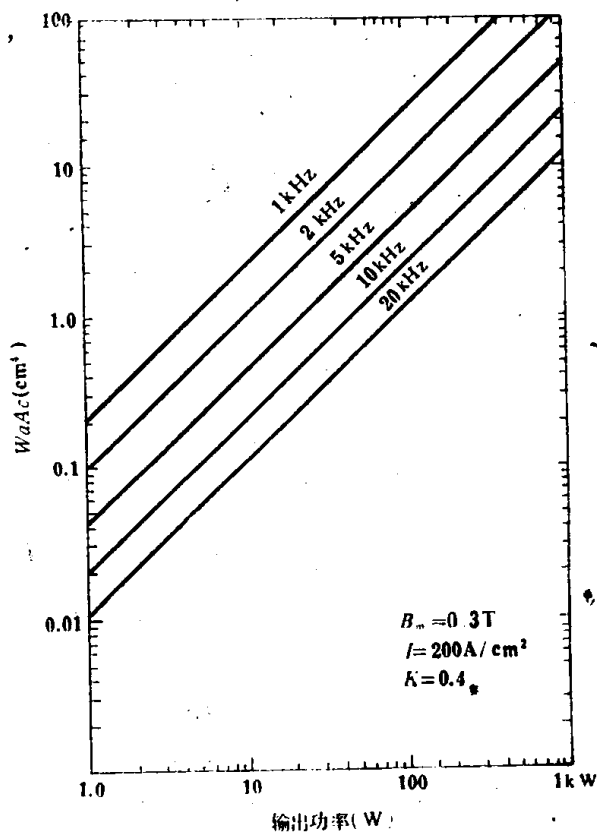


图 D-1 $(W_a A_c)$ 与输出功率的关系曲线

$$\Phi = B_m A'_c$$

$$B_m = \mu_r \mu_0 H' = \frac{\mu_r \mu_0 N I}{l'_m}$$

$$\Phi = \frac{\mu_r \mu_0 N I A'_c}{l'_m}$$

$$\frac{d\Phi}{dI} = \frac{\mu_r \mu_0 N A'_c}{l'_m}$$

$$L = N \frac{d\Phi}{dI} = \frac{\mu_r \mu_0 N^2 A'_c}{l'_m}$$

$$\text{能量} = \frac{1}{2} L I^2 = \frac{\mu_r \mu_0 N^2 A'_c}{2 l'_m} I^2$$

要得到某一特定的 B_m 值，就有一个相应的 I 值，即

$$I = \frac{B_m l'_m}{\mu_r \mu_0 N}$$

$$\text{能量} = \frac{\mu_r \mu_0 N^2 A'_c}{2 l'_m} \left(\frac{B_m l'_m}{\mu_r \mu_0 N} \right)^2 = \frac{B_m^2 l'_m A'_c}{2 \mu_r \mu_0}$$

因为 $I \frac{k W'_a J}{N} = \frac{B_m l'_m}{\mu_r \mu_0 N}$

所以 $\mu_r \mu_0 = \frac{B_m l'_m}{k W'_a J'}$

代入能量表示式后，得：

$$\text{能量} = \frac{B_m^2 l'_m A'_c}{2} \cdot \frac{k W'_a J'}{B_m l'_m} = \frac{W'_a A'_c B_m J' k}{2}$$

设 W_a 为窗口面积(cm^2)，
 A_c 为磁芯面积(cm^2)，
 J 为电流密度 $\left(\frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right)$

$$W'_a = W_a \times 10^{-4}$$

$$A'_c = A_c \times 10^{-2}$$

$$J' = J \times 10^4$$

代入能量表示式, 得

$$\text{能量} = \frac{W \cdot A_c \cdot B_m \cdot J k}{2} \times 10^{-4}$$

由此得

$$W \cdot A_c = \frac{2(\text{能量})}{B_m J k} \times 10^4$$

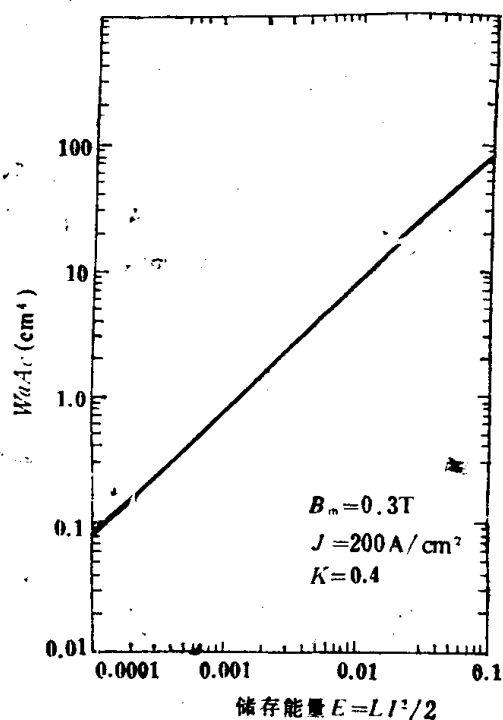
令 l_m 为磁路长度 (cm)

$$l'_m = l_m \times 10^{-2}$$

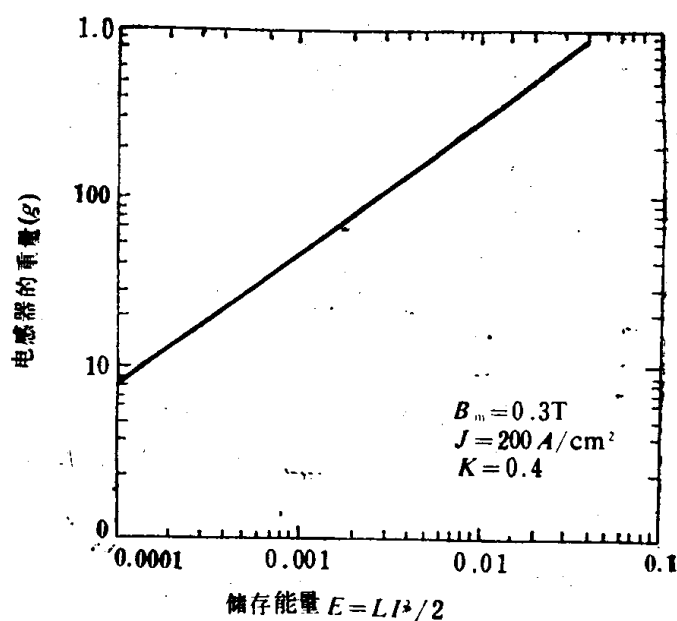
$$\text{则 } \mu_r = \frac{B_m l_m \times 10^{-2}}{k \mu_0 (W \cdot A_c \times 10^{-4}) (J \times 10^4)} = \frac{B_m l_m \times 10^{-2}}{\mu_0 W \cdot A_c J k}$$

$$\text{由此得 } W \cdot A_c = \frac{2(\text{能量})}{B_m J k} \quad (D-4)$$

由式可见, 在 B_m , J 和 k 一定时, $(W \cdot A_c)$ 与能量成线性关系。从而可以作出 $(W \cdot A_c)$ 与能量 $\frac{LI^2}{2}$ 的关系曲线以及电感器的重量与能量 $\frac{LI^2}{2}$ 的关系曲线, 它们分别如图D-2及图D-3所示。



图D-2 $(W \cdot A_c)$ 与储存的能量 $\frac{LI^2}{2}$ 的关系曲线



图D-3 电感器的重量与储存能量 $(\frac{LI^2}{2})$ 的关系曲线

阻抗变换电路示例

序号	变换名称	变换电路	传输系数 $T \approx T_1 \times T_2$		传输线		磁芯数	$\frac{L_p}{L_s}$	备注
			$T_1 (\beta l \ll 1)$	$T_2 (\omega L \gg R)$	形式	最佳特性阻抗			
1	1:1 隔直		$1 + \left(\frac{R}{4\omega L}\right)^2$	$\frac{1}{4R_s R_b} \left[(R_s + R_b)^2 \cdot \cos^2 \beta l + \left(\frac{R_s R_b + 2Z^2}{2Z} \right)^2 \sin^2 \beta l \right]$	一根传输线	$Z_0' = \frac{\sqrt{R_s R_b}}{2}$	4		
2	1:1 倒相		$1 + \left(\frac{R}{\omega L}\right)^2$	$\frac{1}{4R_s R_b} \left[(R_s + R_b)^2 \cdot \cos^2 \beta l + \left(\frac{R_s R_b + Z^2}{Z} \right)^2 \sin^2 \beta l \right]$	一根传输线	$Z_0' = \sqrt{R_s R_b}$	1		用于几百兆赫以下
3	1:1 不平衡-平衡		$1 + \left(\frac{R}{4\omega L}\right)^2$		三线传输线	$Z_0'' = \frac{\sqrt{R_s R_b}}{2}$	1		也可以
					一根传输线	$Z_0' = \sqrt{R_s R_b}$	4		用一根双绞线加一个平衡绕组实现, 此时 $Z_0 = \sqrt{R_s R_b}$ 负载或电源内阻要有实在的接地点
4	1:2.25 不平衡-不平衡		$1 + \left(\frac{R}{4\omega L}\right)^2$		三线传输线	$Z_0'' \approx \sqrt{R_s R_b}$	1	4	几百兆赫以下
5	1:4 不平衡-不平衡			$\frac{1}{4R_s R_b (1 + \cos \beta l)^2} \times \left\{ \left(\frac{R_s R_b + Z^2}{Z} \right)^2 \sin^2 \beta l + [R_b \cos \beta l + 2R_s (1 + \cos \beta l)]^2 \right\}$	一根传输线		1	1	传输线的最大长度约为自由空间波长的1/8
6	1:4 不平衡-平衡		$1 + \left(\frac{R}{\omega L}\right)^2$						
7	1:4 平衡-平衡		$1 + \left(\frac{R}{4\omega L}\right)^2$	$\frac{1}{4R_s R_b} \left[\left(\frac{R_b}{2} + 2R_s \right)^2 \cdot \cos^2 \beta l + \left(\frac{Z^2 + R_s R_b}{Z} \right)^2 \sin^2 \beta l \right]$	一对传输线	$Z_0' = \sqrt{R_s R_b}$	2	4	

续表

序号	变换名称	变换电路	传输系数 $T \approx T_1 \times T_2$		形式	传输线 最佳特性阻抗	磁芯数 $\frac{L_p}{L}$	备注
			$T_1 (\beta l \ll 1)$	$T_1 (\omega L \gg R)$				
8			$1 + \left(\frac{R}{2\omega L}\right)^2$			同上		可以作平衡变换
9	1:4 不平衡-平衡		$1 + \left(\frac{R}{\omega L}\right)^2$		一对传输线	$Z_{0'} = \sqrt{R_s R_b}$	2	或用双孔磁芯
10	1:4 平衡-不平衡					$Z_{0'} = \sqrt{R_s R_b}$		
11	1:4 平衡-平衡		$1 + \left(\frac{R}{\omega L}\right)^2$			$Z_{00'} = \sqrt{R_s R_b}$		
12	1:4 不平衡-平衡			$T_0' = \frac{(1+3\cos\beta l)^2}{4(1+\cos\beta l)^2} + \frac{\sin^2\beta l}{(1+\cos\beta l)^2}$	三线传输线	$Z_{0'} = \sqrt{R_s R_b}$	1	1
13	1:-4 不平衡-不平衡		$1 + \left(\frac{R}{\omega L}\right)^2$			$Z_{00'} = \sqrt{R_s R_b}$		
14	1:9 平衡-不平衡		$1 + \left(\frac{5R}{\omega L}\right)^2$		一对传输线	$Z_{0'} = \sqrt{R_s R_b}$	2	1/5
15	1:9 平衡-平衡		$1 + \left(\frac{R}{\omega L}\right)^2$		三线传输线	$Z_{00'} = \sqrt{R_s R_b}$	1	1
16	1:9 平衡-平衡		$1 + \left(\frac{R}{\omega L}\right)^2$	$\frac{1}{4R_s R_b (2+\cos\beta l)^2} \left\{ 4 \left(Z + \frac{R_s R_b}{Z} \right)^2 \sin^2\beta l + [R_s (4+5\cos\beta l) + R_b \cos\beta l]^2 \right\}$	一对传输线	$Z_{0'} = \sqrt{R_s R_b}$	1	1

某些传输线变压器的性能

型 号	TP-101		TP-102		TP-103		TP-104		TP-195	
	输入	输出	输入	输出	输入	输出	输入	输出	输入	输出
频率范围(1dB带宽)	50欧姆不平衡		50欧姆不平衡		50欧姆不平衡		50欧姆不平衡		50欧姆不平衡	
	50欧姆平衡		200欧姆不平衡		200欧姆平衡		200欧姆平衡		12.5欧姆不平衡	
传输损耗	0.5~1500 (MHz)		1~500 (MHz)		0.5~1000 (MHz)		0.75~400 (MHz)		0.75~1000 (MHz)	
	$\leq 0.5\text{dB}$ (10~50MHz)		$\leq 0.75\text{dB}$ (10~50MHz)		$\leq 0.6\text{dB}$ (10~50MHz)		$\leq 0.5\text{dB}$ (10~50MHz)		$\leq 0.4\text{dB}$ (10~50MHz)	
电压驻波系数	≤ 1.6 (0.75~1500MHz)		≤ 1.6 (2~500MHz)		≤ 2.0		≤ 2.0		≤ 1.6	
	1~3 (0.75~1500MHz)		0.5~1		1~3		0.4~1		0.375~1.5	
输入功率(W)	0.18(ns) (典型值)		0.35(ns) (典型值)		0.18(ns) (典型值)		0.55(ns) (典型值)		0.3(ns) (典型值)	
	上升时间(10~90%)									
跌落 (10%)	300(ns) (典型值)		150(ns) (典型值)		160(ns) (典型值)		130(ns) (典型值)		350(ns) (典型值)	